ORSAY

n° d'ordre 573

UNIVERSITÉ DE PARIS-SUD - CENTRE D'ORSAY

THÈSE

présentée

pour obtenir le titre de

Docteur Ingénieur

Spécialité : OPTIQUE ET TRAITEMENT DU SIGNAL

par

Michel BIET

Sujet de la Thèse :

MESURES DE FIBRES OPTIQUES MULTIMODES ET MONOMODES PAR LA MÉTHODE DE RÉTRODIFFUSION.

soutenue le 21 Février 1983, devant la Commission d'examen :

MM.	C. IMBERT	*Président*
	P. FACQ	*Examinateurs*
	E. SPITZ	
	M. MONERIE	
	M. FAURE	
	J. P. POCHOLLE	

UNIV.
MICHIGAN
LIBR.

ORSAY

n° d'ordre 573

UNIVERSITÉ DE PARIS-SUD - CENTRE D'ORSAY

THÈSE

présentée

pour obtenir le titre de

Docteur Ingénieur

Spécialité : OPTIQUE ET TRAITEMENT DU SIGNAL

par

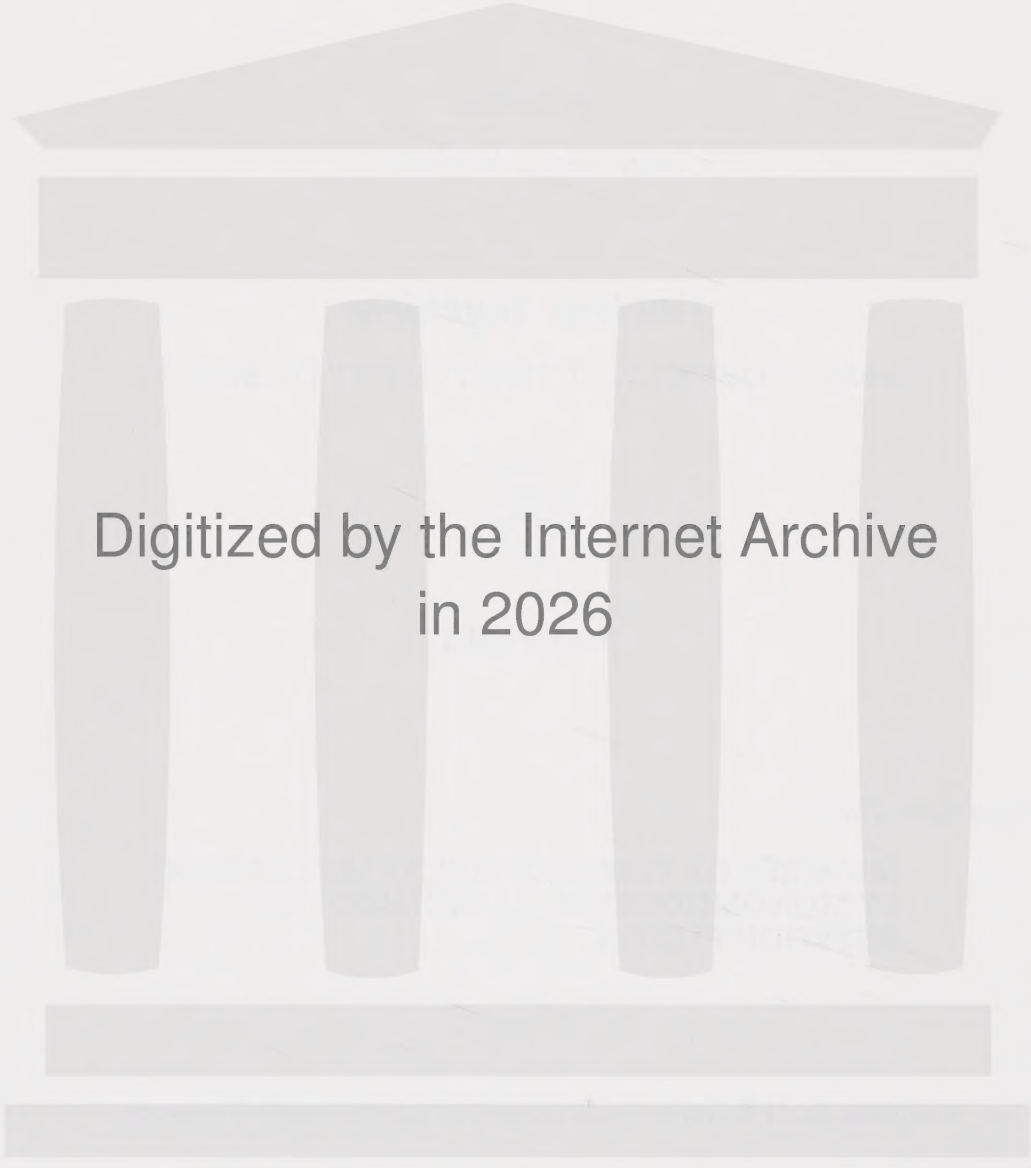
Michel BIET

Sujet de la Thèse :

MESURES DE FIBRES OPTIQUES MULTIMODES ET MONOMODES PAR LA MÉTHODE DE RÉTRODIFFUSION.

soutenue le 21 Février 1983, devant la Commission d'examen :

MM.	C. IMBERT	*Président*
	P. FACQ	*Examinateurs*
	E. SPITZ	
	M. MONERIE	
	M. FAURE	
	J. P. POCHOLLE	


Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41543524_0005

REMERCIEMENTS.

Je remercie Monsieur le Professeur IMBERT d'avoir accepté la présidence du jury de cette thèse.

Je tiens à remercier Messieurs FACQ, SPITZ, MONERIE et FAURE pour l'intérêt qu'ils ont témoigné pour ce travail en acceptant de faire partie du jury.

J'adresse mes plus vifs remerciements à tous les membres du laboratoire "Systèmes de Transmissions Optiques" du Laboratoire Central de Recherches de la THOMSON-C.S.F., pour leur aide et leurs précieux conseils.

Je remercie Madame CHRETIEN et Madame MONLOUIS pour la dactylographie et le tirage de ce mémoire.

ABSTRACT

The object of this thesis is multimode and single mode fibres measurements by the backscattering method.

The main theoretical results are recalled and the possible applications are described. The dynamic ranges of several realizable devices are estimated.

The different elements of the experimental set up are described. The device can be used both for multimode and single mode fibres measurements. The backscattering analysis is insensitive on polarization but the signal detection can be made dependant on polarization by adding polarizing elements.

Examples of measurements realized on multimode and single mode fibres are given. Single mode fibres have been studied in the dual mode regime. Signal fluctuations caused by the variations of the state of polarization of backscattered light in single mode fibres have been studied with the device dependant on polarization.

In conclusion applications and possible extensions of the method are considered.

KEY WORDS :
Attenuation (optical fibres), Backscattering, Dual mode fibre, Mode coupling, Mode filtering.

TABLE DES MATIÈRES

INTRODUCTION

I - FONDEMENTS THÉORIQUES DE LA MÉTHODE DE RÉTRODIFFUSION.

I-1. RAPPELS SUR LA PROPAGATION DANS LES FIBRES.

I.1.1. FIBRES À SAUT D'INDICE.

I.1.2. FIBRES MULTIMODES À GRADIENT D'INDICE.

I.1.3. FIBRES MONOMODES.

I-2. ATTÉNUATION ET DIFFUSION DANS LES FIBRES OPTIQUES.

I.2.1. ORIGINE DES PERTES PAR DIFFUSION.

I.2.2. ABSORPTION ET AUTRES CAUSES D'ATTÉNUATION.

I-3. SIGNAL RÉTRODIFFUSÉ PAR UNE FIBRE OPTIQUE.

I.3.1. PUISSANCE RÉTRODIFFUSÉE PAR UNE FIBRE OPTIQUE MULTIMODE OU MONOMODE.

I.3.2. FACTEUR DE RÉTRODIFFUSION D'UNE FIBRE MULTIMODE.

I.3.3. FACTEUR DE RÉTRODIFFUSION D'UNE FIBRE MONOMODE.

I.3.4. ANALYSE DÉPENDANTE DE LA POLARISATION D'UNE FIBRE MONOMODE.

I-4. APPLICATIONS DE LA MÉTHODE DE RÉTRODIFFUSION.

I.4.1. DÉTECTION D'UNE CASSURE.

I.4.2. MESURE DE L'ATTÉNUATION D'UNE FIBRE.

I.4.2.1. MESURE PAR UNE EXTRÉMITÉ.

I.4.2.2. MESURE PAR LES DEUX EXTRÉMITÉS.

I.4.3. CARACTÉRISATION D'ÉPISSURES ET DE CONNEXIONS.

I.4.3.1. MESURE PAR UNE EXTRÉMITÉ.

I.4.3.2. MESURE PAR LES DEUX EXTRÉMITÉS.

I-5. PERFORMANCES DU SYSTÈME DE MESURE.

I.5.1. LONGUEUR DE FIBRE MESURABLE.

I.5.2. PRÉCISION DE LA MESURE D'ATTÉNUATION.

II- MONTAGE EXPÉRIMENTAL DE MESURE PAR RÉTRODIFFUSION.

II-1. INTRODUCTION.

II-2. SOURCE.

II-2.1. CARACTÉRISTIQUES GÉNÉRALES DU LASER YAG.

II-2.2. MESURE DES CARACTÉRISTIQUES OPTOGÉOMÉTRIQUES DU FAISCEAU.

II-2.3. MESURE DES CARACTÉRISTIQUES TEMPORELLES ET FRÉQUENTIELLES DE L'IMPULSION DÉCLENCHÉE.

II-3. SYSTÈME DE DÉTECTION.

II- 3.1. PRINCIPALES CARACTÉRISTIQUES FOURNIES PAR LE FABRICANT.

II- 3.2. MESURE DE LA BANDE PASSANTE, DES TEMPS DE MONTÉE ET DESCENTE DU DÉTECTEUR.

II-4. COUPLEUR DIRECTIONNEL.

II-4.1. COMPORTEMENT EN LUMIÈRE POLARISÉE D'UNE LAME DE VERRE.

II-4.2. CHOIX DE LA GÉOMÉTRIE DU MONTAGE.

II-5. SYSTÈME OPTIQUE DE CONJUGAISON.

II-5.1. CAS DES FIBRES MONOMODES.

II-5.2. CAS DES FIBRES MULTIMODES.

II-6. SUPPRESSION DE L'ÉCHO D'ENTRÉE, FILTRAGE SPATIAL

II-6.1. PROBLÈME POSÉ, SOLUTIONS COURANTES.

II-6.2. MÉTHODE DE FILTRAGE SPATIAL DU SIGNAL RÉTRODIFFUSÉ.

II-6.3. RÉSULTATS.

II-6.4. ANALYSE SÉLECTIVE DU SIGNAL RÉTRODIFFUSÉ.

II-7. BILAN ÉNERGÉTIQUE SU SYSTÈME.

II-7.1. BILAN D'INJECTION.

II-7.2. COUPLAGE EN DÉTECTION.

II-8. SYSTÈME DE TRAITEMENT DU SIGNAL.

II-8.1. DESCRIPTION DU SYSTÈME.

II-8.2. PERFORMANCES DU SYSTÈME ET LIMITATIONS.

II-8.3. STRUCTURES DES PROGRAMMES EMPLOYÉS.

III-MESURES.

III-1. MESURES DE FIBRES MULTIMODES.

III-1.1. MESURE D'ATTÉNUATION PAR UNE EXTRÉMITÉ DE LA FIBRE.

III-1.2. MESURE D'ATTÉNUATION AVEC EXCITATION SÉLECTIVE DE MODES.

III-1.3. ANALYSE SÉLECTIVE DU SIGNAL RÉTRODIFFUSÉ.

III-1.4. MESURE D'UNE FIBRE PAR LES DEUX EXTRÉMITÉS.

III-1.5. MESURE À GRANDE DYNAMIQUE.

III-2. ANALYSE DE FIBRES EN RÉGIME BIMODE.

III-2.1. INTRODUCTION.

III-2.2. SIGNAL RÉTRODIFFUSÉ EN RÉGIME BIMODE.

A. FILTRAGE DU SECOND MODE PAR COURBURE DE LA FIBRE.

B. INFLUENCE DES CONDITIONS D'INJECTION.

III-2.3. SÉPARATION DES CONTRIBUTIONS DU PREMIER ET DU SECOND MODE.

A. JUSTIFICATIONS.

B. ANALYSE DE LA CONTRIBUTION DU PREMIER MODE.

C. ANALYSE DE LA CONTRIBUTION DU SECOND MODE.

- MESURES D'ATTÉNUATION.
- FACTEUR DE RÉTRODIFFUSION DU SECOND MODE.
- EXEMPLE DE COUPLAGE ENTRE LE PREMIER ET LE SECOND MODE.

III-2.4. CONCLUSION.

III-3. MESURES INDÉPENDANTES DE LA POLARISATION DE FIBRES MONOMODE

III-3.1. MESURES D'ATTÉNUATION PAR UNE EXTRÉMITÉ DE LA FIBRE

III-3.2. MESURES D'ATTÉNUATION PAR LES DEUX EXTRÉMITÉS.

III-3.3. ETUDE D'UNE ÉPISSURE PAR LES DEUX EXTRÉMITÉS DE LA FIBRE.

III-4. MESURES DÉPENDANTES DE LA POLARISATION DE FIBRES MONOMODES.

III-4.1. ORIGINE DES FLUCTUATIONS DU SIGNAL, LONGUEUR DE BATTEMENT.

III-4.2. CALCUL DES FLUCTUATIONS DU SIGNAL.

III-4.3. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX.

CONCLUSION.

BIBLIOGRAPHIE.

INTRODUCTION

L'emploi des fibres optiques s'est considérablement développé dans les dernières années notamment dans le domaine des transmissions. Leurs principaux avantages sont leurs grandes bandes passantes et leurs très faibles atténuations, la mesure de ces deux caractéristiques revêt donc une importance capitale. L'exploitation du phénomène de diffusion permet la mesure de l'atténuation d'une fibre, cette technique appelée "méthode de rétrodiffusion" a été décrite pour la première fois en 1976 par Barnoski et Jensen (1). Le principe de cette méthode consiste à injecter une impulsion lumineuse dans une fibre et à observer l'énergie renvoyée par la fibre. le retour d'une partie de l'énergie est du à la réflexion sur les cassures de la fibre ou au phénomène de diffusion qui est continu dans le matériau. Un signal typique est présenté sur la Fig.1, il est constitué de deux pics dus aux réflexions sur les faces d'entrée et de sortie de la fibre et d'un signal qui décroit exponentiellement lié au phénomène de diffusion. L'exploitation de ce signal permet d'analyser localement toute une ligne de transmission et de suivre son évolution.

Suivant ce principe des dispositifs ont été développés pour étudier les fibres multimodes utilisant comme source des diodes laser émettant à 0.84µm et comme détecteur des photodiodes à avalanche au silicium. Des dispositifs de ce type sont commercialisés à l'heure actuelle sous forme très compacte et les performances ultimes semblent obtenues.

La portée et la nature des sytèmes de transmissions optiques évoluant constamment il était nécessaire de développer des dispositifs de mesure adaptés, avec un double but : d'une part, augmenter la portée de mesure pour les liaisons à fibres multimodes et d'autre part, réaliser des dispositifs permettant la mesure de fibres monomodes. Pour améliorer les systèmes de mesure deux solutions pouvaient être choisies : soit modifier les techniques de traitement du signal, soit utiliser une source beaucoup plus puissante. La seconde solution a été adoptée pour ce travail dont l'objet est la transposition des méthodes connues à un montage utilisant un laser YAG émettant à 1.06µm.

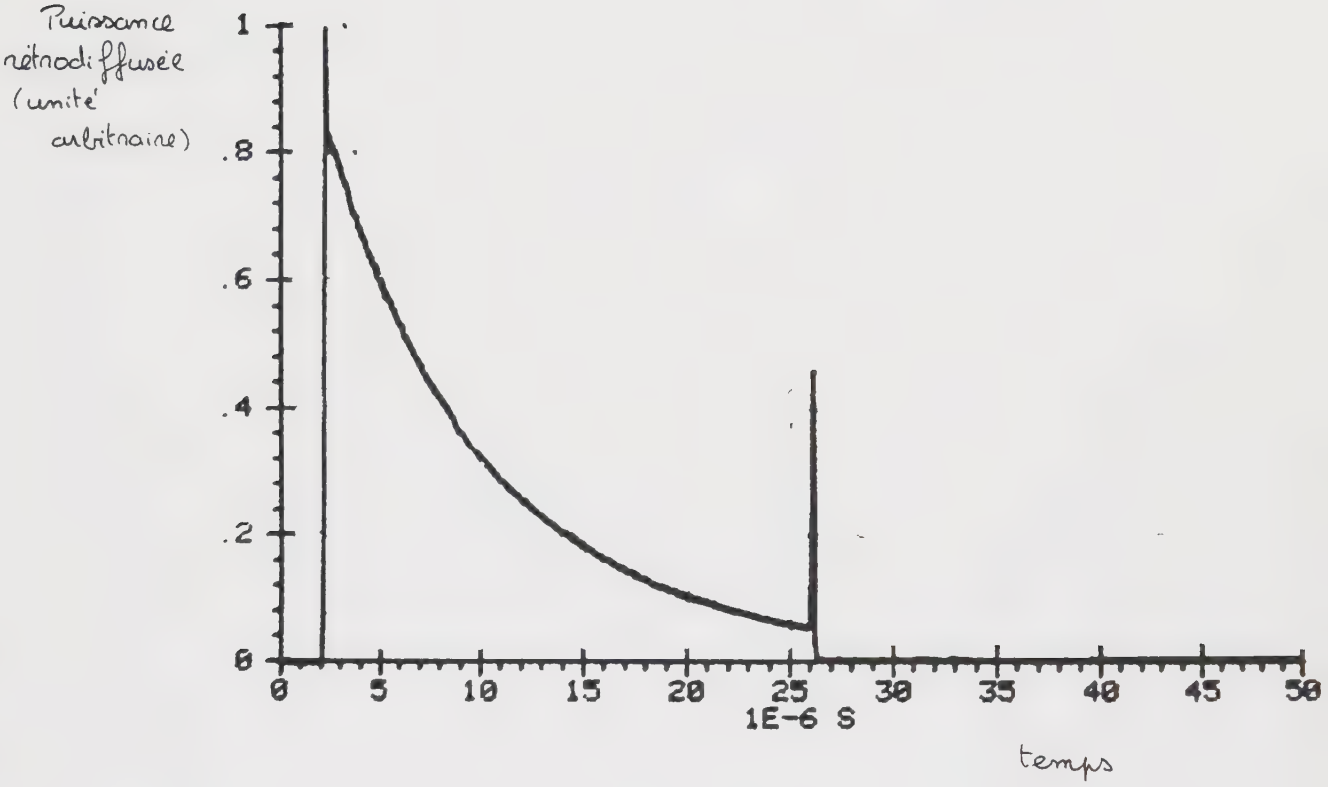


Fig.1 : Signal de rétrodiffusion typique

Ce montage devait être polyvalent et permettre de mesurer indifféremment des fibres multimodes ou monomodes.

Cette étude comprend :

- une étude théorique de la méthode de rétrodiffusion.
- une description du montage mis au point.
- des exemples de mesures réalisées sur des fibres multimodes et monomodes.

I - FONDEMENTS THÉORIQUES DE LA MÉTHODE DE RÉTRODIFFUSION.

I- FONDEMENTS THÉORIQUES DE LA MÉTHODE DE RÉTRODIFFUSION.

I-1. RAPPELS SUR LA PROPAGATION DANS LES FIBRES.

Les fibres optiques sont des guides d'onde diélectriques cylindriques, elles présentent en général, une partie centrale d'indice n_1 appelé coeur, une zone périphérique appelée gaine d'indice n_2 inférieur à n_1, un revêtement extérieur protège l'ensemble des attaques chimiques et augmente la résistance mécanique. On distingue souvent trois types de fibres : les fibres multimodes à saut d'indice, les fibres multimodes à gradient d'indice et les fibres monomodes. Les propriétés de transmission des fibres sont régies par les équations de Maxwell.

I-1.1. FIBRES À SAUT D'INDICE :

Compte tenu de la géométrie du guide les équations de Maxwell sont considérées en coordonnées cylindriques. A partir de ces équations en tenant compte des propriétés du milieu, il peut être obtenu l'équation vectorielle de Helmotz qui s'applique soit au champ électrique soit au champ magnétique. Dans l'approximation scalaire, les solutions de cette équation satisfont l'équation de Bessel. Les solutions sans signification physique étant rejetées, le champ électrique admet une famille de solutions : fonctions de Bessel dans le coeur et fonctions de Hankel du premier ordre dans la gaine. L'application des conditions aux limites aux interfaces des milieux donne l'équation aux valeurs propres qui détermine β la constante de propagation. Cette équation n'admet pas de solutions analytiques simples, mais peut être résolue de façon numérique.

Pour qu'un mode soit guidé dans la fibre, il faut que l'énergie décroisse radialement. En appliquant cette condition de guidage, la fréquence de coupure de chaque mode peut être déterminée en fonction des paramètres de la fibre. En particulier, pour les fibres à saut d'indice, il existe toujours au moins un mode qui se propage dans la fibre, c'est le mode fondamental HE_{11}.

La fréquence de coupure du mode supérieur est déterminée par la relation :

$$V < 2.405 \qquad (1)$$

avec $$V = ka\sqrt{n_1^2 - n_2^2}$$

V est le paramètre fréquence normalisé de la fibre; k le vecteur d'onde, a le rayon de coeur de la fibre, n_1 et n_2 les indices de coeur et de gaine. Cette relation définit les conditions dans lesquelles une fibre est monomode.

I-1.2. FIBRES MULTIMODES À GRADIENT D'INDICE.

Pour réaliser l'égalisation des temps de propagation des différents modes dans les fibres multimodes, celles-ci sont fabriquées avec une variation radiale continue de l'indice de réfraction. La loi de variation le plus souvent utilisée s'exprime :

$$n^2(r) = n_1^2 \left(1 - 2\Delta\left(\frac{r}{a}\right)^{\alpha} \right) \qquad \text{pour } 0 < r < a$$

$$n^2(r) = n_2^2 \qquad \text{pour } r > a$$

avec $\Delta = (n_1 - n_2)/n_1$, Δ est la différence d'indice relative, α est un paramètre.

Des méthodes d'approximation permettent la solution des équations d'onde, telle la méthode WKB pour laquelle il est fait l'hypothèse que l'indice varie peu sur des distances comparables à la longueur d'onde et que le rayon de coeur a est très grand devant la longueur d'onde. Ces méthodes permettent de déterminer les conditions de guidage dans la fibre et les constantes de propagation. Dans une fibre fortement multimode, les modes sont très rapprochés et forment un quasi-continuum, la répartition de l'énergie est approximativement continue dans la fibre, cette hypothèse sera utilisée dans le calcul du coefficient de rétrodiffusion (§ I.3.2.).

Les fibres multimodes seront généralement caractérisées par les paramètres suivants :

. a : rayon de coeur.

. ON : ouverture numérique définie par $ON = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$

. α : paramètre déterminant la loi de variation de l'indice.

I-1.3. FIBRES MONOMODES.

La relation (1) fixe les conditions pour lesquelles une fibre est monomode. Le mode fondamental peut être représenté indifféremment par les modes HE_{11} ou par le groupe de modes LP_{01}, ces derniers sont de polarisations linéaires, orthogonales l'une par rapport à l'autre et sont dégénérés. Cependant, les fibr n'ont jamais une parfaite symétrie de révolution, elles possèdent toujours une biréfringence due à leur forme ou à des contraintes. La dégénérescence entre les deux modes LP_{01} est alors levée, deux axes principaux peuvent être définis dans la fibre et les constantes de propagation βx et βy suivant ces axes sont différentes. Les fibres monomodes sont en pratique "quasi-monomodes".

Les fibres monomodes ne présentent jamais un saut d'indice parfait, l'indice varie toujours de façon continue et pour les fibres fabriquées selon le procédé MCVD, il existe un "trou d'indice" au centre de la fibre. Le problème de la détermination des paramètres peut être résolu en assimilant le champ du mode fondamental à une gaussienne ce qui constitue une très bonne approximation, il est possible alors de se ramener au cas idéal en définissant une fibre à saut d'indice équivalente. Les paramètres les plus utilisés pour définir une fibre monomode sont : le rayon de coeur a, l'écart d'indice Δn, la longueur d'onde de coupure λ_c et la dimension du mode ωo du faisceau gaussien équivalent, il suffit de connaitre trois de ces paramètres pour définir entièrement la fibre.

I-2. ATTÉNUATION ET DIFFUSION DANS LES FIBRES OPTIQUES.

Différentes causes provoquent une perte de l'énergie optique dans une fibre : l'absorption et la diffusion intrinsèques à la silice ou à la silice dopée, l'absorption due aux impuretés présentes dans la fibre, l'atténuation introduite lors de la fabrication et enfin l'atténuation due à des causes extrinséques à la fibre. Le coefficient linéique d'atténuation α_T peut s'écrire :

$$\alpha_T = \alpha_d + \alpha_a + \alpha_e$$

α_d et α_a sont les coefficients linéiques de diffusion et d'absorption respectivement, α_e est un coefficient qui traduit l'atténuation due à d'autres causes. La méthode de rétrodiffusion permet la mesure de α_T, par contre le signal rétrodiffusé est proportionnel au coefficient α_d.

II.2.1. ORIGINE DES PERTES PAR DIFFUSION.

Le phénomène de diffusion intrinsèque est la diffusion Rayleigh. Celle-ci est due pour une part aux fluctuations de densité introduites au cours de la fabrication de la fibre. Le coefficient de diffusion associé est :

$$\alpha_d^d = \frac{8\pi^3}{3\lambda^4}(n^2-1)^2 kT\beta$$

n est l'indice de réfraction, k la constante de Boltzman, T la température de transition à laquelle les fluctuations de densité sont figées dans le matériau, β la compressibilité isotherme, λ la longueur d'onde. L'autre cause de la diffusion Rayleigh provient des fluctuations de concentration des dopants utilisés pour faire varier l'indice de réfraction. Le coefficient de diffusion associé est :

$$\alpha_d^c = \frac{16\pi^3}{3\lambda^4} n^2 \left(\frac{dn}{d\lambda}\right)^2 \overline{(\Delta C)^2}\, \delta v$$

$(\Delta C)^2$ est la moyenne quadratique des fluctuations de concentration, δv le volume dans lequel les fluctuations de concentration interviennent.

La diffusion Rayleigh est le phénomène de diffusion prépondérant et les autres phénomènes de diffusion qui peuvent exister seront négligés. Cependant, pour de très fortes puissances optiques dans la fibre, la diffusion Raman stimulée, phénomène non linéaire devient importante, elle déterminera la valeur supérieure de la puissance injectée dans la fibre.

II-2.2. ABSORPTION ET AUTRES CAUSES D'ATTÉNUATION.

Les transitions électroniques de la silice ou de la silice dopée sont l'une des causes intrinsèques d'absorption dans les fibres. Leur spectre est situé principalement dans l'ultraviolet, mais il s'étend dans le domaine d'utilisation des fibres au delà de 1µm, son influence est faible mais non négligeable pour des fibres à très faibles pertes.

Les modes vibrationnels de la matrice SiO_2 sont l'autre cause intrinsèque d'absorption. Leur spectre présente des pics d'absorption dans l'infrarouge lointain, au delà de 9µm qui peuvent être décalés sous l'influence des dopants, mais l'influence de ce spectre d'absorption s'étend jusqu'aux environs de 1.3µm.

Un phénomène d'absorption est du à la présence d'impuretés dans le matériau. Les ions métalliques de transition présentent des bandes d'absorption établies dans le proche infrarouge, leur influence peut être réduite par l'emploi de matériaux très purs. Les ions hydroxyls OH^- liés à la présence d'eau sont très gênants, le pic d'absorption du mode fondamental de la vibration OH^- se situe vers 2.73µm et les harmoniques vers 1.38µm et 0.95µm. Une bande de combinaison entre la silice et OH^- se situe vers 1.24µm. Outre les pics d'absorption la présence d'ions OH^- provoque une augmentation de l'absorption entre ces pics.

D'autres phénomènes d'atténuation peuvent intervenir : atténuation liée au processus de fibrage, atténuation due aux imperfections à l'échelle macroscopique et enfin atténuation due au mode de conditionnement de la fibre.

Losque les fibres sont de bonnes qualités, le coefficient d'atténuation est très proche du coefficient Rayleigh dans le domaine spectral pour lequel elles sont conçues.
Avec un laser YAG à la longueur d'onde de 1.06µm située entre deux pics d'absorption dus au radical OH, l'atténuation est souvent proche de la limite intrinsèque.

I-3. SIGNAL RÉTRODIFFUSÉ PAR UNE FIBRE OPTIQUE.

I-3.1. PUISSANCE RÉTRODIFFUSÉE PAR UNE FIBRE MULTIMODE OU MONOMODE.

Une impulsion lumineuse étant injectée dans une fibre optique, le signal rétrodiffusé est observé en fonction du temps. Le calcul qui suit donne l'expression de la puissance rétrodiffusée recueillie à l'entrée de la fibre en fonction des caractéristiques de celle-ci [2]

Au temps t = 0 et au point d'abcisse z = 0 est injectée une impulsion lumineuse d'énergie E_o. A la distance z de l'entrée de la fibre, l'énergie de l'impulsion est :

$$E(z) = E_o \exp\left[-\int_0^z \alpha'(\ell)\, d\ell\right]$$

$\alpha'(\ell)$ est l'atténuation locale de la fibre à l'abscisse l pour le trajet aller, l'atténuation modale différentielle éventuelle est négligée

$\int_0^z \alpha'(\ell)\, d\ell$ est l'atténuation cumulée le long de la fibre de 0 à z.

Lorsque l'atténuation α' est constante E (z) obéit à la loi de Beer :

$$E(z) = E_o \exp(-\alpha' z)$$

Sur l'intervalle z, z + dz, une partie de l'énergie E (z) est diffusée :

$$dE_d = \alpha_d(z)\, E_o \exp\left[-\int_0^z \alpha'(\ell)\, d\ell\right] dz$$

L'énergie dE_d est diffusée dans toutes les directions, dans un angle solide de 4π srd , seule une fraction S (z) de l'énergie dE_d est diffusée vers l'arrière, piégée et se propage vers l'entrée de la fibre.

Le calcul de S (z) est effectué plus loin pour une fibre multimode et une fibre monomode. L'énergie rétrodiffusée est :

$$dE_{rd} = S(z)\,\alpha_d(z)\,E_o \exp\left[-\int_o^3 \alpha'(\ell)\,d\ell\right] d_3$$

L'impulsion lumineuse subit lors du trajet retour vers l'entrée de la fibre une nouvelle atténuation:

$\alpha''(\ell)$ est l'atténuation locale de la fibre à l'abscisse ℓ pour le trajet retour.

$\int_o^3 \alpha''(\ell)\,d\ell$ est l'atténuation cumulée le long de la fibre de z à 0.

L'énergie à l'entrée de la fibre due à la diffusion sur l'intervalle z,z+dz est

$$dE_r = S(z)\,\alpha_d(z)\,E_o \exp\left[-\int_o^3 \alpha'(\ell)\,d\ell - \int_o^3 \alpha''(\ell)\,d\ell\right] dz$$

Soit P_o la puissance crête de l'impulsion et T sa largeur temporelle définie par :

$$E_o = P_o T$$

t étant le temps mis pour parcourir le trajet aller-retour de distance z et v_{gr} la vitesse de groupe dans la fibre :

$$2z = v_{gr}t, \qquad dz = \frac{v_{gr}\,dt}{2}$$

La vitesse de groupe est la vitesse de propagation de l'énergie lumineuse dans la fibre, elle est supposée constante et ses variations modales sont négligées.

L'expression de la puissance P (t) = dE (t)/dt détectée à l'entrée de la fibre due à la diffusion en z est :

$$P_r(t) = 0{,}5\,P_o\,\tau\,S[z(t)]\,\alpha_d[z(t)]\,v_{gr} \exp\left\{-\int_o^{z(t)} [\alpha'(\ell)+\alpha''(\ell)]\,d\ell\right\} \quad (2)$$

Il est supposé que S (z), α_d (z), α' (z), α'' (z) sont constants dans l'élément de longueur dz et que l'atténuation sur dz est petite, c'est à dire que le terme :

$$\exp\left\{-\int_0^z [\alpha'(\ell)+\alpha''(\ell)]\,d\ell\right\}$$

varie peu sur dz.

Dans les deux paragraphes suivants, le coefficient S est calculé pour une fibre multimode et une fibre monomode, S (z) est la proportion de l'énergie diffusée au point z qui est rétrodiffusée. Dans la suite, nous désignerons par facteur de rétrodiffusion le produit S (z) α_d(z) qui est la proportion de l'énergie incidente en z qui est rétrodiffusée.

I-3.2. FACTEUR DE RÉTRODIFFUSION D'UNE FIBRE MULTIMODE.

Le facteur S (z) est obtenu en calculant le rapport entre l'énergie rétrodiffusée et l'énergie totale diffusée dans un élément de volume situé à une distance z de l'entrée de la fibre [3].

L'impulsion envoyée dans la fibre, supposée très courte est assimilée à un pic de Dirac δ (t). La fibre est supposée fortement multimode, la distribution des modes est représentée par un continuum modal dans la fibre.

Les modes à fuite étant rapidement atténués sous l'effet des imperfections de gaine de la fibre, leur contribution à l'énergie qui se propage est négligée. L'influence de l'excitation des modes à fuite dans le calcul du cône d'acceptance de la fibre est négligée.

w (z,r) est l'énergie par unité de surface dans la section d'abscisse z de la fibre à la distance r de l'axe de la fibre. Cette quantité est supposée indépendante de l'azimuth φ (fig.2). w (z,r) dépend au départ des conditions d'injection dans la fibre, puis atteint une distribution d'équilibre dépendant de l'atténuation modale, du couplage de modes...

L'énergie diffusée par l'élément de volume $r\, d\varphi\, dr\, dz$ au point de coordonnées r, φ, z, (fig.2) est :

$$d^3 W_r(z,r) = \alpha_d(z)\, W(z,r)\, r\, d\varphi\, dr\, dz \qquad (3)$$

Le coefficient de diffusion α_d est supposé indépendant de r et de φ c'est à dire uniforme dans une section de la fibre. Cette hypothèse n'est pas tout à fait légitime, le coefficient de diffusion est fonction des dopants utilisés et de leur concentration. Il dépend donc de la position radiale dans la fibre. Le calcul peut être fait en tenant compte de cette dépendance [4].

d^4W_Ω est la fraction de l'énergie d^3W_r diffusée dans la direction θ par rapport à l'axe de la fibre et dans l'angle solide élémentaire $d\Omega$ (fig.2). Il est tenu compte de l'anisotropie de la diffusion Rayleigh; tout autre phénomène de diffusion étant négligé.

D'une manière générale, le diagramme d'émission de la lumière diffusée dépend de la polarisation du faisceau incident. La lumière diffusée est elle-même partiellement polarisée, l'état de polarisation dépendant de l'angle d'observation. Des expériences ont cependant montré que la lumière se dépolarise très rapidement dans une fibre multimode. Les faisceaux incidents et rétrodiffusés sont supposés dépolarisés dans la suite du calcul.

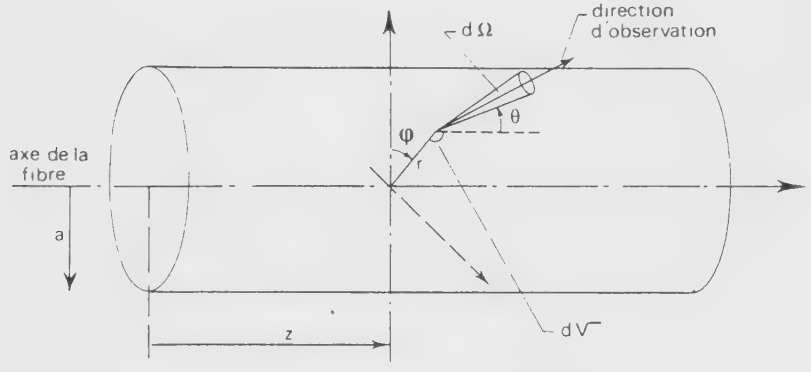


Fig. 2. – Notations utilisées pour le calcul du coefficient $S(z)$. a est le rayon de cœur de la fibre, z est la distance de l'entrée de la fibre au volume de diffusion. Le volume diffusant est $dV = r\, d\varphi\, dr\, dz$. L'angle solide élémentaire est $d\Omega = 2\pi \sin\theta\, d\theta$.

L'énergie émise pour une direction d'observation d'angle β avec le rayon incident est proportionnelle à $1 + \cos^2 \beta$ (fig.3).

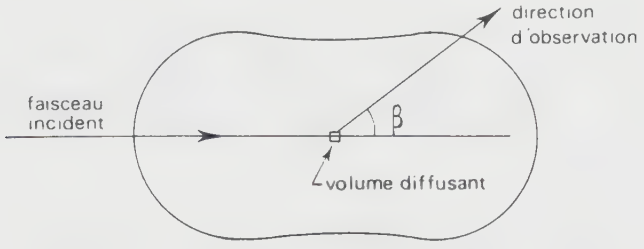


Fig.3. – Distribution angulaire de l'énergie rétrodiffusée.

Les rayons incidents étant peu inclinés sur l'axe, β est assimilé à θ, angle entre l'axe de la fibre et la direction d'observation.
d^4W_Ω prend la forme :

$$d^4W_\Omega(z,r,\vartheta) = \frac{3}{16\pi}\, d^3W_v(z,r)(1+\cos^2\vartheta)\, d\Omega \qquad (4)$$

$3/16\pi$ est une constante obtenue par la condition :

$$\int_{4\pi} d^4W_\Omega = d^3W_v$$

L'énergie rétrodiffusée dW_R par le volume A dz, A étant la section de la fibre, est obtenue par intégration de dW_Ω (z,r,θ) dans le cône d'acceptance local de la fibre d'angle solide Ω_a (z,r), puis sur la section A :

$$dW_R(z) = \int_A \int_{\Omega_a} d^4W_\Omega(z,r,\vartheta)$$

Les relations (4) et (3) sont utilisées successivement :

$$dW_R(z) = \frac{3}{16\pi}\alpha_d(z)\,dz \int_{\varphi=0}^{2\pi} d\varphi \int_{r=0}^{\infty} \int_{\Omega_a} W(z,r)\, r\, dr\, (1+\cos^2\vartheta)\, d\Omega \qquad (5)$$

L'énergie totale dW_d diffusée par le volume A dz est obtenue par intégration de d^3W_V sur la section A de la fibre :

$$dW_d(z) = \int_A d^3W_v(z,r)$$

La relation (3) est utilisée :

$$dW_d(z) = \alpha_d(z)dz \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{r=0}^{\infty} w(z,r)\, r\, dr \qquad (6)$$

Par définition, S (z) est le rapport entre dW_r (z) et dW_d (z). En utilisant les relations (5) et (6), il est obtenu après simplification :

$$S(z) = \frac{3}{16\pi} \frac{\int_{r=0}^{\infty}\int_{\Omega a} w(z,r)\, r\, dr\, (1+\cos^2\vartheta)\, d\Omega}{\int_{r=0}^{\infty} w(z,r)\, r\, dr}$$

Le calcul se poursuit en réalisant l'intégration dans l'angle solide au numérateur de l'expression de S. Localement le cône d'acceptance de la fibre est circulaire, de demi-angle au sommet θ_i (z,r), θ_i (z,r) étant lié à ON (z,r) ouverture numérique locale :

$$n(z,r)\sin[\theta_i(z,r)] = ON(z,r) = \sqrt{n^2(z,r) - n^2(z,a)}$$

a est le rayon de coeur de la fibre; n (z,r) est l'indice du coeur à la distance r de l'axe et à l'abscisse z; n (z,a) est l'indice de la gaine à l'abscisse z.

Les différences relatives d'indice entre gaine et coeur sont supposées faibles, de l'ordre de 10^{-2} , θ_i (z,r) est un angle petit et peut être assimilé à son sinus :

$$\theta_i(z,r) \approx ON(z,r)/n(z,r) = \sqrt{n^2(z,r) - n^2(z,a)}\ /\, n(z,r)$$

Cette relation est valable pour r < a.
L'angle solide d'acceptance est :

$$\Omega_a \approx \pi\theta_i^2\ (z,r).$$

Les rayons piégés dans le cône d'acceptance de la fibre ont des inclinaisons faibles par rapport à l'axe de la fibre. L'expression de $dW_\Omega(z,r,\theta)$ se simplifie en prenant $\cos^2\theta \simeq 1$:

$$S(z) = \frac{3}{8} \frac{\int_0^{\infty} w(z,r)\, \theta_i^2(z,r)\, r\, dr}{\int_0^{\infty} w(z,r)\, r\, dr}$$

Le calcul de S (z) en fonction des paramètres locaux de la fibre peut se faire moyennant une hypothèse supplémentaire : tous les modes guidés transmettent la même énergie. La distribution radiale de l'énergie est alors (3), a désignant le rayon de coeur de la fibre :

$$w(z,r) = \begin{cases} w(z,0)\ \dfrac{n^2(z,r) - n^2(z,a)}{n^2(z,0) - n^2(z,a)} & r < a \\ 0 & r > a \end{cases}$$

Soit une fibre à gradient d'indice dont la loi de variation de l'indice est :

$$n^2(z,r) = \begin{cases} n^2(z,0)\left[1 - 2\,\Delta(z)\,(r/a)^{\alpha}\right] & r < a \\ n^2(z,0)\left[1 - 2\,\Delta(z)\right] & r > a \end{cases}$$

S (z) prend la forme :

$$S(z) = \frac{3}{8}\ \frac{n^2(z,0) - n^2(z,a)}{n^2(z,0)}\ \frac{\alpha(z)}{\alpha(z)+1} \qquad (7)$$

Fibre à échelon d'indice :

Ce cas limite est obtenu pour α infini :

$$S(z) = \frac{3}{8}\ \frac{n_1^2(z) - n_2^2(z)}{n_1^2(z)}$$

n_1 (z) est l'indice de coeur; n_2 (z) est l'indice de gaine.

Avec l'ouverture numérique ON (z) :

$$S(z) = \frac{3}{8}\ \frac{ON^2(z)}{n_1^2(z)} \qquad (8)$$

Fibre à profil d'indice parabolique :

C'est le cas où $\alpha = 2$:

$$S(z) = \frac{1}{4}\ \frac{n^2(z,0) - n^2(z,a)}{n^2(z,0)}$$

Avec l'ouverture numérique ON (z) :

$$S(z) = \frac{1}{4}\ \frac{ON^2(z)}{n^2(z,0)} \qquad (9)$$

I-3.3. FACTEUR DE RÉTRODIFFUSION D'UNE FIBRE MONOMODE.

Dans ce paragraphe, le coefficient S (z) défini au paragraphe I-3.1. est calculé dans le cas d'une fibre monomode, pour cela, la puissance rétrodiffusée et la puissance diffusée totale en un point z de la fibre sont estimées, S (z) est le rapport de ces puissances. Le formalisme utilisé (5) est fondamentalement différent de celui employé dans le cas des fibres multimodes.

Expression de la puissance rétrodiffusée :

La fibre est supposée parfaitement circulaire et l'onde incidente est supposée polarisée linéairement, ceci permet d'utiliser l'équation d'onde scalaire pour l'une des composantes du champ.

L'équation d'onde scalaire d'une onde électromagnétique harmonique et d'enveloppe temporelle rectangulaire s'écrit :

$$\begin{cases} \bar{E}_i(x,y,z,t) = E_0 \hat{e}(x,y) \cos\beta(z - v_p t) \exp(-\frac{1}{2}\alpha z) & \cdot\ 0 \le v_g t - z \le v_g \tau \\ = 0 & v_g t - z < 0 \text{ et } v_g t - z > v_g \tau \end{cases} \qquad (10)$$

L'impulsion est injectée à l'entrée de la fibre repérée par z = 0 à l'instant t = 0, ê (x,y) est l'amplitude unitaire du champ du mode fondamental, β est la constante de propagation de l'onde, v_p et v_g sont respectivement la vitesse de phase et de groupe de l'onde, α est le coefficient d'atténuation de l'énergie, τ est la largeur de l'impulsion.

Le phénomène de diffusion est du à des variations locales $\Delta\chi$ (x,y,z) à l'échelle microscopique de la susceptibilité électrique. Des dipôles oscillants sont induits par le champ incident, il en résulte une polarisation (dipôle électrique par unité de volume) :

$$\vec{P}(x,y,z,t) = \varepsilon_0 \Delta\chi(x,y,z)\ \vec{E}_i(x,y,z,t)$$

Soit un élément de volume dV = dxdydz situé à la distance z de l'entrée de la fibre, dont la dimension dz est supposée faible devant la longueur d'onde optique. Les dipôles induits sont en phase dans l'élément de volume dV et le moment dipolaire résultant s'écrit : dp = P^*dV soit :

$$\begin{cases} dp = d\hat{p}(x,y,z)\cos\beta(z - v_p t) & 0 \le v_g t - z \le v_g \tau \\ = 0 & v_g t - z < 0 \text{ et } v_g t - z > v_g \tau \end{cases} \qquad (12)$$

avec : $d\hat{p}(x,y,z) = \varepsilon_0 E_0 \hat{e}(x,y) \exp(-\frac{1}{2}\alpha z)$

Chaque dipôle dp contribue à exciter le mode fondamental; l'amplitude d^3a_v de l'onde excitée par le dipôle dp qui se propage en sens inverse de celui de l'onde incidente est calculée en appliquant le formalisme de l'excitation d'ondes de surfaces par des dipôles [6]

$$d^3a_v = - \frac{j\omega \hat{e}(x,y) d\hat{p}(x,y,z)}{2N} \qquad (13)$$

avec : $N = \iint_F [\hat{e}^2(\xi,\eta)/Z]\, d\xi d\eta$

ω est la fréquence optique et Z l'impédance du milieu, l'intégrale N est effectuée sur la section F de la fibre.

L'amplitude da_z du mode fondamental excité par l'ensemble des dipôles situés entre z et z+dz est obtenue par intégration de d^3a_v sur la section de la fibre.

$$da_z = -j A(z) \exp(-\tfrac{1}{2}\alpha z)\, dz \qquad (14)$$

avec : $A(z) = \frac{E_0}{2N} \varepsilon\omega \iint dx\,dy\, \Delta\chi(x,y,z)\, \hat{e}^2(x,y)$

L'amplitude dE_r du champ électrique à l'entrée de la fibre du à la diffusion dans l'élément dz est obtenue en introduisant la dépendance temporelle du champ électrique, compte tenu du trajet parcouru de longueur 2z, et en faisant intervenir l'atténuation de l'onde lors du trajet retour. Pour simplifier l'écriture l'atténuation est supposée constante le long de la fibre et égale pour les deux sens de propagation.

$$\begin{cases} dE_r = -\left(da_z \,|\hat{e}(x,y)\right) \exp\left(-\tfrac{1}{2}\alpha z\right) \sin\beta(2z - v_p t) & 0 \le v_g t - 2z \le v_g \tau \\ = 0 & v_g t - 2z < 0 \text{ et } v_g t - 2z > v_g \tau \end{cases} \qquad (15)$$

Le champ électrique rétrodiffusé total à l'entrée de la fibre E_r est fourni par l'intégration de dE_r sur la largeur spatiale de l'impulsion. L'atténuation est supposée négligeable sur la largeur spatiale de l'impulsion, le facteur $\exp(-\frac{1}{2}\alpha z)$ est alors constant.

$$E_r = -\hat{e}(x,y) \exp\left(-\tfrac{1}{2}\alpha z\right) \int_{v_g \frac{t-\tau}{2}}^{\frac{v_g t}{2}} A(z) \sin\beta(2z - v_p t)\, dz \qquad (16)$$

La puissance rétrodiffusée à l'entrée de la fibre est donnée par :

$$P_r = \iint dx\,dy \; \langle E_r^2 \rangle / Z$$

$\langle E_r^2 \rangle$ est le carré du champ électrique moyenné sur une période optique. L'impédance du milieu Z est supposée constante car les écarts d'indice sont très faibles dans les fibres courantes : $Z = \sqrt{\varepsilon / \gamma}$

$$\begin{cases} P_r = P_0 \exp(-\alpha v_g t)\,(\varepsilon\omega)^2 \dfrac{G}{4N^2} \\ \text{avec :} \quad G = \left| \displaystyle\int_{v_g\left(\frac{t-\tau}{2}\right)}^{v_g t/2} dz \exp(j 2\beta z) \iint_{-\infty}^{+\infty} dx\,dy \; \Delta\chi(x,y,z)\, \hat{e}^2(x,y) \right|^2 \\ \qquad P_0 = \tfrac{1}{2} E_0^2 . N \end{cases} \qquad (17)$$

P_0 est la puissance de l'impulsion injectée.

L'amplitude unitaire du champ du mode fondamental ê (x,y) dépend des paramètres optogéométriques de la fibre. Une bonne approximation consiste à considérer que l'amplitude du champ dans une fibre monomode varie radialement de façon gaussienne :

$$\hat{e}(x,y) = \exp\left[-(x^2+y^2)/w_0^2\right]$$

w_0 est la dimension du mode de la fibre. L'intégrale N introduite dans la formule 13 peut être calculée :

$$N = \pi w_0^2/2z$$

Les expressions de A (z), P_r (t), Po s'écrivent alors :

$$A(z) = \frac{E_0}{n\pi w_0^2}\frac{\omega}{c}\iint dxdy\,\Delta\chi(x,y,z)\exp\left[-2(x^2+y^2)/w_0^2\right]$$

$$P_r(t) = P_0\exp(-\alpha v_g t)\left(\frac{\omega}{c}\right)^2\frac{G}{n^2(\pi w_0^2)^2} \qquad (17')$$

$$P_0 = \frac{1}{2}\frac{E_0^2}{z}\frac{\pi w_0^2}{2}$$

. Expression de la puissance diffusée totale, calcul de S.

Soit une onde plane continue et homogène d'intensité I_i et de vecteur d'onde k_i de module k_0, incidente sur un volume V. L'intensité diffusée dans le champ lointain à une distance R est (7) :

$$I_d = I_i\,\frac{\left(\frac{\omega}{c}\right)^4(1-\sin^2\vartheta\cos^2\varphi)}{4\pi R^2}\,\tilde{G}(k_x,k_y,k_z)$$

avec : $$\tilde{G}(k_x,k_y,k_z) = \left|\int_V dxdydz\,\Delta\chi(x,y,z)\exp(jKr)\right|^2$$

e_R est le vecteur unitaire dans la direction d'observation. K est le vecteur de composantes Kx, Ky, Kz tel que : $K = K_i - K_0 e_r$. φ et ϑ sont l'azimuth et l'angle de pôle. $\tilde{G}$ (Kx,Ky,Kz) est le spectre en puissance tridimensionnel de $\Delta\chi$ (x,y,z), $\Delta\chi$ pouvant être considéré comme un bruit blanc spatialement, $\tilde{G}$ (Kx,Ky,Kz) est égal à $\tilde{G}$ (0,0,2β). La puissance diffusée totale est obtenue par intégration de I_d sur une sphère de rayon R :

$$P_t = I_i\left(\frac{\omega}{c}\right)^4\frac{\tilde{G}}{6\pi}$$

Pour retrouver une expression de $\tilde{G}$ identique à celle de G introduite par la formule 17, l'onde incidente est remplacée par une onde dont la répartition d'intensité est :

$$I_i = \frac{1}{2}(E_0^2/Z) \exp\left[-2(x^2+y^2)/w_0^2\right]$$

La puissance diffusée totale est alors :

$$P_t = \frac{1}{2}(E_0^2/Z)\frac{(\omega/c)^4}{3\pi} G \qquad (18)$$

Si l'on considère que I_i est l'intensité de l'onde injectée dans la fibre, la puissance diffusée totale P_t (t) en un point z ($2z = v_g t$) de la fibre est obtenue en introduisant l'atténuation de l'énergie pour le trajet aller-retour :

$$P_t(t) = \frac{1}{2}(E_0^2/Z)\frac{(\omega/c)^4}{3\pi} G \exp(-\alpha v_g t) \qquad (19)$$

Le facteur S est le rapport entre P_r (t) et P_t (t). En utilisant les formules (17') et (19), il est obtenu :

$$S = \frac{3}{2n^2 w_0^2 \left(\frac{\omega}{c}\right)^2}$$

En introduisant le paramètre fréquence normalisée V de la fibre (paragraphe I.1.1.) on obtient :

$$S = \frac{3/2}{\left(\frac{w_0}{a}\right)^2 V^2} \frac{n_1^2 - n_2^2}{n_1^2}$$

Cette formule concerne les fibres monomodes à saut d'indice, elle peut être appliquée également aux fibres de profil d'indice quelconque en utilisant les paramètres équivalents.

I-3.4. ANALYSE DÉPENDANTE DE LA POLARISATION D'UNE FIBRE MONOMODE.

Pour calculer le facteur de rétrodiffusion d'une fibre monomode, il a été fait l'hypothèse que la fibre est à symétrie cylindrique et la forme scalaire de l'équation d'onde a été utilisée. L'expression obtenue conserve sa validité si la fibre est quasiment cylindrique et que le système de détection est indépendant de la polarisation, par contre, le calcul n'est plus valable lorsque le système de détection est dépendant de la polarisation, il faut alors prendre en considération les deux composantes transversales du champ.

Lorsque la fibre n'est pas parfaitement de symétrie cylindrique, la dégénérescence du mode fondamental LP_{01} est levée sous l'effet de la biréfringence de la fibre, il est alors séparé en deux modes ordinaire et extraordinaire de constantes de propagation β_o et β_e différentes et de directions de polarisation orthogonales entre elles. Une onde optique de polarisation rectiligne étant injectée dans la fibre, l'onde transmise et l'onde rétrodiffusée ont chacune une polarisation elliptique.

Choisissons pour axe Ox l'axe extraordinaire de la fibre et pour axe Oy l'axe ordinaire, les composantes transversales du champ transmis au point z s'écrivent :

$$\begin{cases} E_x = E_{ox}\,\hat{e}(x,y)\cos[\beta_e(z-v_p t)]\exp(-\tfrac{1}{2}\alpha z) & 0 \le v_g t - z \le v_g \tau \\ E_y = E_{oy}\,\hat{e}(x,y)\cos[\beta_o(z-v_p t)]\exp(-\tfrac{1}{2}\alpha z) & v_g t - z < 0 \quad \text{et} \quad v_g t - z > v_g \tau \end{cases}$$

Si la direction du champ incident d'amplitude Eo fait un angle θ avec l'axe Ox les composantes suivant Ox et Oy du champ incident sont :

$$\begin{cases} E_{ox} = E_o \cos\theta \\ E_{oy} = E_o \sin\theta \end{cases}$$

Les composantes transversales du champ rétrodiffusé sont obtenues par application de la formule 16 à chacune des composantes du champ incident. Chaque direction de polarisation est traitée séparément, ceci est légitime car la formule 13 provient du produit scalaire du moment dipolaire induit et du champ excité.

$$\begin{cases} E_x(x,y,t) = -\hat{e}(x,y)\exp(-\frac{1}{2}\alpha v_g t)\displaystyle\int_{\frac{v_g(t-\tau)}{2}}^{\frac{v_g t}{2}} A(z)\cos\theta\sin[\beta_e(2z - v_g t)]\,dz \\ E_y(x,y,t) = -\hat{e}(x,y)\exp(-\frac{1}{2}\alpha v_g t)\displaystyle\int_{\frac{v_g(t-\tau)}{2}}^{\frac{v_g t}{2}} A(z)\sin\theta\sin[\beta_o(2z - v_g t)]\,dz \end{cases}$$

Afin d'obtenir une formule qualitative de la puissance rétrodiffusée on peut supposer A (z) constante sur l'intervalle $v_g\ (t - \tau)/2$, $v_g t/2$ (8). L'intégration qui figure dans les expressions précédentes peut être effectuée :

$$\begin{cases} E_{sx}(x,y,t) = A_{sx}(x,y,z)\sin(\omega t - 2\beta_e z + v_g\tau/2) \\ E_{sy}(x,y,t) = A_{sy}(x,y,z)\sin(\omega t - 2\beta_o z + v_g\tau/2) \end{cases}$$

avec :
$$\begin{cases} A_{sx}(x,y,z) = \hat{e}(x,y)\exp(-\alpha z)A(z)\cos\theta\sin(\beta_e v_g\tau/2)/\beta_e \\ A_{sy}(x,y,z) = \hat{e}(x,y)\exp(-\alpha z)A(z)\sin\theta\sin(\beta_o v_g\tau/2)/\beta_o \end{cases}$$

Cette expression indique que le champ rétrodiffusé à l'entrée de la fibre est de polarisation elliptique, la forme de l'ellipse évoluant dans le temps en fonction de la distance parcourue dans la fibre.

Lorsqu'un analyseur dont l'axe forme un angle γ avec l'axe x est placé devant le détecteur, les composantes parallèles et perpendiculaires du champ sont :

$$\begin{cases} E_{//} = A_{sx}(x,y,z)\sin(\omega t - 2\beta_e z + v_g\tau/2)\cos\gamma + A_{sy}(x,y,z)\sin(\omega t - 2\beta_o z + v_g\tau/2)\sin\gamma \\ E_{\perp} = A_{sx}(x,y,z)\sin(\omega t - 2\beta_e z + v_g\tau/2)\sin\gamma - A_{sy}(x,y,z)\sin(\omega t - 2\beta_o z + v_g\tau/2)\cos\gamma \end{cases}$$

Les puissances rétrodiffusées associées sont respectivement :

$$P_{S//} = \iint dx\,dy \langle E_{//}^2 \rangle / Z \qquad P_{S\perp} = \iint dx\,dy \langle E_{\perp}^2 \rangle / Z$$

$P_{S//}$ et $P_{S\perp}$ peuvent être écrites sous la forme :

$$\begin{cases} P_{S//} = \left[P_{ox} G_e^2(z) \cos^2\gamma + P_{oy} G_o^2(z) \sin^2\gamma \right] \exp(-2\alpha z) \\ \qquad + \left\{ \sqrt{P_{ox} P_{oy}}\, G_e(z) G_o(z) \sin 2\gamma \cos\left[2(\beta_o - \beta_e) z \right] \right\} \exp(-2\alpha z) \\ P_{S\perp} = \left[P_{ox} G_e^2(z) \sin^2\gamma + P_{oy} G_o^2(z) \cos^2\gamma \right] \exp(-2\alpha z) \\ \qquad - \left\{ \sqrt{P_{ox} P_{oy}}\, G_o(z) G_e(z) \sin 2\gamma \cos\left[2(\beta_o - \beta_e) z \right] \right\} \exp(-2\alpha z) \end{cases} \qquad (21)$$

Avec :

$$\begin{cases} P_{ox} = \frac{1}{2} N E_o^2 \cos^2\theta = P_o \cos^2\theta \\ P_{oy} = \frac{1}{2} N E_o^2 \sin^2\theta = P_o \sin^2\theta \end{cases}$$

$$\begin{cases} G_o = \frac{\varepsilon_o \omega}{2N} \left[\sin \frac{\beta_o N g \tilde{r}}{2} / \beta_o \right] \iint dx\,dy\ \Delta\chi\, \hat{e}^2(x,y) \\ G_e = \frac{\varepsilon_o \omega}{2N} \left[\sin \frac{\beta_e N g \tilde{r}}{2} / \beta_e \right] \iint dx\,dy\ \Delta\chi\, \hat{e}^2(x,y) \end{cases}$$

Pox et Poy sont les puissances injectées respectivement dans les modes HE_{11} extraordinaire et ordinaire.

$P_{S//}(z)$ et $P_{S\perp}(z)$ ont des formes exponentielles décroissantes modulées par une fonction périodique dont la période est liée à la longueur de battement entre les modes HE_{11} :

$$Z = \pi / (\beta_o - \beta_e)$$

Les fluctuations de $P_{S//}$ et $P_{S\perp}$ sont complémentaires, la somme $P_{S//} + P_{S\perp}$ ne présente pas de fluctuations.

I-4. APPLICATIONS DE LA MÉTHODE DE RÉTRODIFFUSION.

Les utilisations courantes des montages de mesure par rétrodiffusion sont la détection et la localisation de cassures, la mesure ou le suivi de l'atténuation d'une fibre, l'étude des épissures ou des connexions.

I-4.1. DÉTECTION D'UNE CASSURE :

Le signal réfléchi par une cassure de pouvoir de réflexion R distante d'une longueur z de l'entrée de la fibre est :

$$P_c(z) = R P_0 \exp\left\{-\int_0^z [\alpha'(\ell)+\alpha''(\ell)]\,d\ell\right\} \qquad (22)$$

les notations utilisées sont celles du paragraphe I.3.1.

Le signal P_c (z) réfléchi par une cassure est souvent comparé au signal rétrodiffusé juste avant la cassure P_r (z) fourni par la formule 2 du paragraphe I.3.1. Le rapport de ces signaux s'écrit :

$$P_c(z)/P_r(z) = R / 0{,}5\,\tau v_{gr}\,\alpha_d(z)S(z)$$

Ce rapport dépend notamment de la largeur τ de l'impulsion. Dans le cas des fibres monomodes avec un système de détection dépendant de la polarisation, le coefficient de réflexion "apparent" d'une cassure dépend de la direction de polarisation d'analyse du signal.

I.4.2. MESURE DE L'ATTÉNUATION D'UNE FIBRE.

I-4.2.1. MESURE PAR UNE EXTRÉMITÉ :

Cette mesure est légitime lorsque le coefficient de rétrodiffusion $S(z)\alpha_d(z)$ ne varie pas le long de la fibre. D'une part, de façon générale, les propriétés optogéométriques de la fibre doivent être constantes sur la longueur mesurée, d'autre part, dans le cas des fibres multimodes la répartition modale doit être constante, sinon le facteur $S(z)\,\alpha_d(z)$ évolue.

Des variations locales de l'atténuation peuvent être mesurées si elles ont pour origine un processus qui laisse invariant le coefficient de rétrodiffusion tel que : présence d'impureté, coubure ou contrainte locale exercée sur la fibre. L'expression de P_r (z) peut être simplifiée :

$$P_r(3) = P_r(0) \exp\left\{-\int_0^3 [\alpha'(\ell) + \alpha''(\ell)]\, d\ell\right\}$$

avec : $P_r(0) = 0{,}5\, P_0\, \tau\, v_{gr}\, S\, \alpha_d$

Un calcul logarithmique et une différentiation par rapport à z permettent d'obtenir : $\alpha'(1) + \alpha''(1)$ la somme des deux coefficients locaux d'atténuation correspondant aux trajets aller et retour respectivement. Dans le cas des fibres multimodes, une différence entre les coefficients α' et α'' peut provenir d'une variation de la répartition modale entre les trajets aller et retour. Le coefficient d'atténuation moyen exprimé en décibels par kilomètre est obtenu par la relation :

$$\alpha_{dB} = -\frac{1}{2}\, d\left[10 \log_{10} P(3)\right] / d3$$

Lorsque le coefficient S (z) α_d (z) varie le long dela fibre, une erreur systématique est commise, la mesure par une extrémité nécessite en principe une connaissance préalable de la fibre.

I.4.2.2. MESURE PAR LES DEUX EXTRÉMITÉS :

Cette méthode [9] s'applique aux fibres hétérogènes pour lesquelles le facteur de rétrodiffusion S (z) α_d (z) varie, elle permet de séparer dans P (z) les contributions de S (z) α_d (z) et du terme exponentiel. Il est fait l'hypothèse que le facteur de rétrodiffusion S (z) α_d (z) est indépendant de la direction de propagation. Ceci n'est pas toujours vérifié dans le cas de fibres multimodes car la répartition modale peut être différente pour les deux sens de propagation, la mesure doit dans ce cas être effectuée en utilisant un égaliseur de modes.

Le principe de la méthode consiste à mesurer P (z) pour chaque extrémité, la même origine des distances étant prise pour $\vec{P}(z)$ et $\overleftarrow{P}(z)$, puis à calculer les quantités :

$$I(z) = \left[\vec{P}(z) \times \overleftarrow{P}(z)\right]^{\frac{1}{2}} \qquad D(z) = \left[\vec{P}(z) / \overleftarrow{P}(z)\right]^{\frac{1}{2}}$$

Les expressions de $\vec{P}(z)$ et $\overleftarrow{P}(z)$ sont :

$$\begin{cases} \vec{P}(z) = 0{,}5\, P_0\, \tau\, \vec{S}(z)\, \alpha_d(z)\, v_{gr} \exp\left\{-\int_0^z [\alpha'(\ell)+\alpha''(\ell)]\,d\ell\right\} \\ \overleftarrow{P}(z) = 0{,}5\, P_0\, \tau\, \overleftarrow{S}(z)\, \alpha_d(z)\, v_{gr} \exp\left\{-\int_z^L [\alpha'(\ell)+\alpha''(\ell)]\,d\ell\right\} \end{cases}$$

L est la longueur de la fibre mesurée. En utilisant l'hypothèse que S (z) α_d (z) est indépendant de la direction de propagation, il est obtenu :

$$\begin{cases} I(z) = Cte \times \left[S(z)\,\alpha_d(z)\right] \\ D(z) = Cte \times \exp\left\{-\int_0^z [\alpha'(\ell)+\alpha''(\ell)]\,d\ell\right\} \end{cases}$$

I (z) représente le facteur de rétrodiffusion S (z) α_d (z) de la fibre et D (z) la décroissance du signal.

I-4.3. CARACTÉRISATION D'ÉPISSURES ET DE CONNEXIONS.

Du fait que la lumière rétrodiffusée effectue un trajet aller et retour dans la fibre, la méthode de rétrodiffusion ne permet pas de mesurer la perte de signal due à une discontinuité pour un sens donné de propagation. Les pertes mesurées correspondent au double passage de la discontinuité.

I-4.3.1. MESURE PAR UNE EXTRÉMITÉ :

Une discontinuité dans une fibre telle qu'une épissure ou une connexion est caractérisée par deux facteurs de transmission $\vec{T}_c$ et $\overleftarrow{T}_c$ correspondant à chaque sens de propagation ou par leurs valeurs en décibels :

$$\vec{\alpha}_c = -10 \log_{10} \vec{T}_c$$

$$\overleftarrow{\alpha}_c = -10 \log_{10} \overleftarrow{T}_c$$

Dans le cas des fibres multimodes les facteurs de transmission dépendent de la distribution modale de l'énergie au niveau de la discontinuité.

Deux fibres numérotées 1 et 2 étant aboutées, les valeurs du signal rétrodiffusé P (z) avant et après la discontinuité sont P_1 et P_2 respectivement avec :

$$\frac{P_1}{P_2} = \frac{S_1 \alpha_{d1}}{S_2 \alpha_{d2} \overrightarrow{T_c} \overleftarrow{T_c}}$$

La discontinuité du signal rétrodiffusé exprimé en décibels est :

$$10 \log_{10}(P_1/P_2) = 10 \log_{10}(S_1 \alpha_{d1} / S_2 \alpha_{d2}) - 10 \log_{10}(\overrightarrow{T_c} \overleftarrow{T_c})$$
$$= 10 \log_{10}(S_1 \alpha_{d1} / S_2 \alpha_{d2}) + \overrightarrow{\alpha_c} + \overleftarrow{\alpha_c}$$

La valeur $\overrightarrow{\alpha}_c + \overleftarrow{\alpha}_c$ des pertes d'insertion n'est obtenue au moyen d'une simple mesure par rétrodiffusion que si les fibres ont des coefficients de rétrodiffusion $S_1 \alpha_{d1}$ et $S_2 \alpha_{d2}$ identiques. Les pertes dues à une épissure ou une connexion sont souvent très faibles, de l'ordre de 0,1dB, leur mesure n'est possible que si la fabrication des fibres est hautement reproductible, ce qui n'est pas réaliste. Les épissures doivent en général être caractérisées par une autre méthode.

I-4.3.2. MESURE PAR LES DEUX EXTPÉMITÉS :

Une des méthodes permettant d'obtenir les pertes d'insertion à la jonction de deux fibres différentes consiste à effectuer une mesure par rétrodiffusion à partir de chaque extrémité de la liaison constituée. Il est fait l'hypothèse que $S_1 \alpha_{d1}$, $S_2 \alpha_{d2}$, $\overrightarrow{T_c}$ et $\overleftarrow{T_c}$ sont identiques pour les deux mesures. Ceci n'est pas toujours vrai pour les fibres multimodes pour les raisons évoquées au paragraphe I.4.2.2.

Les valeurs en décibels des discontinuités du signal mesurées à partir de chaque extrémité de la fibre sont :

$$2\vec{\beta} = 10 \log_{10}(\vec{P_1}/\vec{P_2}) = 10 \log_{10}(S_1\alpha_{d_1}/S_2\alpha_{d_2}) + \vec{\alpha_c} + \overleftarrow{\alpha_c}$$

$$2\overleftarrow{\beta} = 10 \log_{10}(\overleftarrow{P_2}/\overleftarrow{P_1}) = 10 \log_{10}(S_2\alpha_{d_2}/S_1\alpha_{d_1}) + \overleftarrow{\alpha_c} + \vec{\alpha_c}$$

Les quantités $\vec{\beta} + \overleftarrow{\beta}$ et $\vec{\beta} - \overleftarrow{\beta}$ sont calculées :

$$\vec{\beta} + \overleftarrow{\beta} = \vec{\alpha_c} + \overleftarrow{\alpha_c}$$

$$\vec{\beta} - \overleftarrow{\beta} = 10 \log_{10}(S_1\alpha_{d_1}/S_2\alpha_{d_2})$$

Les pertes $\vec{\alpha}_c + \overleftarrow{\alpha}_c$ à la discontinuité sont obtenues ainsi que la valeur logarithmique du rapport des facteurs de rétrodiffusion $S_1\alpha_{d1}$ et $S_2\alpha_{d2}$. Lorsque les courbes I (z) et D (z) définies au paragraphe I.4.2.2. sont calculées, les pertes à la discontinuité sont obtenues au moyen de la courbe D (z) et la différence des coefficients de rétrodiffusion au moyen de la courbe I (z).

I-5. PERFORMANCES DU SYSTÈME DE MESURE.

I-5.1. LONGUEUR DE FIBRE MESURABLE :

L'expression de la puissance réfléchie par une cassure distante de z de l'entrée de la fibre ou rétrodiffusée par une section de la fibre distante de z peut s'écrire :

$$P = R P_0 \exp(-2\alpha z)$$

R est le coefficient de réflexion de la cassure en échométrie et le coefficient $0{,}5\,\tilde{\tau} v_g S \alpha_d$ en rétrodiffusion. Po est la puissance crête injectée et α le coefficient linéique d'atténuation de la fibre.

Le rapport signal à bruit en fin de mesure SB peut s'exprimer en fonction de P_{min} puissance équivalente au bruit du détecteur dans la bande passante de mesure, de T_D le facteur de transmission du système optique de détection et de SBM l'amélioration du rapport signal à bruit en puissance due au moyennage :

$$SB = \frac{T_0 R P_0 \exp(-2\alpha z)}{P_{min}} \cdot SBM$$

Cette relation s'exprime en décibels :

$$P_0 - P_{min} + SBM + T_D + R - 2\alpha z - SB = 0 \qquad (23)$$

A partir de cette relation vont être définies la dynamique du système et la portée de la mesure.

DYNAMIQUE DU SYSTEME :

La définition de la dynamique de mesure d'un montage de rétrodiffusion varie selon les auteurs, la définition choisie (10) dépend essentiellement du système lui-même, elle est valable à la fois en échométrie et en rétrodiffusion.

La dynamique D du système est le rapport exprimé en décibels entre la puissance utilisable de la source et la puissance minimum détectable après traitement du signal.

$$D = Po - P_{min} + SBM + T_D \qquad (dB) \qquad (24)$$

D dépend donc uniquement des éléments constitutifs du montage de mesure.

PORTEE DE LA MESURE :

La longueur de fibre mesurable L est obtenue à partir des relations 23 et 24. Pour cela, on détermine le rapport signal à bruit SB voulu en fin de mesure, il dépend du type d'observation effectué (échométrie, mesure d'atténuation ou d'épissure) et de la précision désirée.

(25) $D = - R + 2\alpha L + SB$ (dB)

Les performances du système sont exprimées par la longueur maximum mesurable L ou par la portée αL exprimée en décibels, cette dernière quantité ne dépendant pas de l'atténuation . La valeur de αL ou même de $2\alpha L$ en décibels est parfois désignée dynamique du système, la définition choisie présente l'avantage de séparer les caractéristiques du système et les paramètres dépendant de la fibre ou des conditions de mesure.

COMPARAISON DES PORTEES DE PLUSIEURS MONTAGES ENVISAGEABLES:

Le but de ce paragraphe est de donner une estimation des portées maximum de différents types de montages de mesures par rétrodiffusion.

Quatre montages utilisant des sources différentes sont considérés. Les sources sont : deux diodes laser émettant à 0.84µm et à 1.3µm et un laser YAG émettant soit à 1.06µm soit à 1.32µm. Les détecteurs associés sont une photodiode à avalanche au silicium pour les longueurs d'onde de 0.84µm et 1.06µm et une photodiode à avalanche au germanium ou un module PIN-FET aux environs de 1.3µm.

Les fibres mesurées sont multimodes ou monomodes. Une fibre multimode à gradient d'indice standard présente un diamètre de coeur de 50µm et une ouverture numérique de 0.2. Les fibres monomodes optimisées pour 1.3µm ont en général une longueur d'onde de coupure de 1.2µm ce qui est obtenu par exemple avec un rayon de coeur de 7µm et une différence d'indice de $1.45\ 10^{-3}$. Ces fibres ne sont pas monomodes à 0.84µm et à 1.06 µm, nous admettrons qu'elles peuvent être rendues monomodes par un filtrage modal approprié.

Des valeurs typiques des coefficients d'atténuation et de diffusion des fibres multimodes ou monomodes aux longueurs d'ondes considérées sont choisies. Les caractéristiques des montages et des fibres mesurées sont portées dans les tableaux 1 et 3.

Des valeurs typiques des puissances injectées sont choisies, elles sont limitées par les effets non linéaires lorsqu'un laser YAG est utilisé et lorsque la source est une diode laser par la puissance disponible et le rendement de couplage. La valeur de 50W admissibles à 1.06µm et 1.32µm dans une fibre multimode donne une marge de sécurité importante, les phénomènes non linéaires devenant gênants en général vers 1kW. Par contre, la puissance crête de 1W dans une fibre monomode est proche du seuil de l'effet Raman stimulé, elle peut poser des problèmes dans certains cas particuliers de fibres. Pour simplifier, les largeurs des impulsions sont prises égales à 200nS pour les quatre montages.

Les bandes passantes des systèmes de détection des quatre montages sont prises égales à 5MHz. La puissance équivalente au bruit dans la bande passante de mesure est calculée à partir des valeurs typiques des NEP par la formule :

$$P_{Min} = NEP\sqrt{B}$$

où B est la bande passante de la mesure.

L'amélioration du rapport signal à bruit en puissance apportée par le moyennage typique choisie est de 15dB qui est l'amélioration théorique avec 1024 moyennages. Un rapport signal à bruit minimum nécessaire pour effectuer une mesure d'atténuation égal à 12dB est choisi, ce choix sera justifié au paragraphe I.5.2.

Dans les tableaux 2 et 4 sont récapitulés les différents termes des relations 24 et 25 exprimés en décibels ainsi que les résultats des calculs des dynamiques et des portées des systèmes de mesure.

TABLEAU 1. Rétrodiffusion multimode : paramètres.

Type de source	DL	DL	YAG	YAG
Longueur d'onde λ (µm)	0,84	1,3	1,06	1,32
Puissance injectée Po (w)	1	0,01	50	50
Largeur d'impulsion τ(ns)	200	200	200	200
Transmission du système optique de détection T_D	< 50%	< 50%	< 90%	< 90%
Bande passante du détecteur (MHz)	5	5	5	5
NEP ($WxHz^{-1/2}$)	$3,8.10^{-14}$	1.10^{-12}	$1,6.10^{-13}$	1.10^{-12}
Coeff.d'atténuation (dB/km)	2,5	0,6	1	0,7
Coeff. de diffusion (dB/km)	2,0	0,4	0,8	0,4

Ouverture numérique des fibres	0,2
Nombre de moyennages	1024
S/B en fin de rétro (dB)	12

TABLEAU 2. Rétrodiffusion multimode,calul de la dynamique, de la portée.

Po (dB)	0	- 20	17	17
P_{Min} (dB)	- 101	- 87	- 94	- 87
SBM (dB)	15	15	15	15
T_D (dB)	- 4	- 4	- 1	- 1
D (dB)	112	78	125	118
R (dB)	- 42	- 49	- 46	- 48
SB (dB)	12	12	12	12
α L (dB)	29	8	33	29
L (km)	11	14	33	41

TABLEAU 3. Rétrodiffusion monomode : paramètres.

Type de source	DL 0,84µm	DL 1,3µm	YAG 1,06µm	YAG 1,32µm
Puissance injectée (W)	0,2	1.10^{-3}	1	1
Rayon de coeur (µm)	7	7	7	7
Ecart d'indice	$1,45.10^{-3}$	$1,45.10^{-3}$	$1,45.10^{-3}$	$1,45.10^{-3}$

TABLEAU 4. Rétrodiffusion monomode, dynamique et portée.

Po	(dB)	- 7	- 30	0	0
Pmin	(dB)	- 101	- 87	- 94	- 87
SBM	(dB)	15	15	15	15
T_D	(dB)	- 4	- 4	- 1	- 1
D	(dB)	105	68	108	101
R	(dB)	- 55	- 61	- 57	- 61
SB	(dB)	12	12	12	12
αL	(dB)	19	- 2,5	19,5	14
L	(km)	7,5	0	19,5	20

Quelques remarques peuvent être faites sur ces résultats. Le laser YAG permet d'atteindre des dynamiques importantes compte tenu des puissances disponibles, par contre, le montage utilisant une diode laser à 1.3µm est fortement pénalisé par la très faible puissance crête fournie. Les montages fonctionnant aux environs de 1.3µm utilisent des détecteurs beaucoup moins performants que les détecteurs au silicium utilisés à 0.84µm et 1.06µm. Enfin, il est intéressant pour obtenir une portée de mesure importante de travailler à une longueur d'onde pour laquelle l'atténuation est la plus faible possible, c'est à dire aux environs de 1.3µm pour les exemples de montages envisagés.

I-5.2. PRÉCISION DE LA MESURE D'ATTÉNUATION.

La précision des mesures d'atténuation dépend de nombreux facteurs, il n'est pas possible de fournir une ou plusieurs formules pratiques simples, une estimation doit être faite dans chaque cas particulier. Les diverses sources d'erreur possibles vont être commentées, aussi bien celles qui proviennent des conditions d'expérience que celles qui sont fondamentalement attachées au système.

. Mode de conditionnement de la fibre : la précision absolue des mesures d'atténuation est limitée par les variations qui proviennent de conditions extrinsèques à la fibre, par exemple : les contraintes dues au cablâge ou celles dues au tambour, ces dernières pouvant varier avec la température. Pour effectuer des mesures absolues précises de l'atténuation d'une fibre, il faut contrôler parfaitement son mode de conditionnement.

. Influence de la répartition modale de l'énergie (fibres multimodes) : les sources utilisées en rétrodiffusion et notamment le laser YAG n'excitent pas uniformément tous les modes d'une fibre multimode (cf.paragraphe II.5.). Une erreur systématique peut être commise sur la mesure d'atténuation allant jusqu'à 0.4dB/km (cf.paragraphe III.1.3.) si un dispositif mélangeur de mode n'est pas utilisé.

. Hétérogénéité de la fibre : lorqu'une fibre est mesurée à partir d'une seule extrémité, une erreur systématique est commise si la fibre est hétérogène. Cette erreur provient des variations du coefficient de rétrodiffusion (cf.paragraphe III.1.4. et III.3.2.). La mesure par une seule extrémité souvent effectuée en pratique n'est correcte que si les fibres sont très homogènes sur leur longueur.

. Bande passante du système de détection : le système de détection agit en général comme un filtre passe-bande sur le signal rétrodiffusé qui est déformé. L'erreur sur l'atténuation mesurée dépend des fréquences de coupure basse et haute du système et du signal lui même, notamment de l'atténuation et de la longueur de la fibre. Des exemples typiques de déformations du signal sont détaillés plus loin.

. Bruit introduit par le système de détection et le système de traitement du signal : le bruit du système de détection a plusieurs composantes : bruit du au courant d'obscurité, bruit quantique proportionnel au signal, et bruit thermique. Le bruit du détecteur en l'abscence de signal ou pour un signal faible est généralement fourni par le fabricant sous la forme du NEP (puissance équivalente au bruit) mais de nombreux paramètres font défaut pour déterminer l'importance du bruit pour un niveau de signal quelconque. La partie du bruit qui est de moyenne nulle peut être réduite par moyennage, cependant, la digitalisation du signal et le moyennage introduisent eux-mêmes un bruit. Des exemples de précision obtenue pour un rapport signal à bruit donné sont détaillés plus loin.

. Bruit de la source : les fluctuations d'énergie d'une impulsion à une autre constituent un bruit qui ne peut être éliminé totalement par moyennage et détermine la précision ultime de la mesure d'atténuation. Ce bruit est proportionnel au signal, il est donc important en début de fibre et négligeable en fin de fibre pour les faibles signaux rétrodiffusés.

. <u>Déformation du signal rétrodiffusé due à la bande passsante du système de détection</u> :

Pour illustrer de façon qualitative la déformation du signal par le système de détection, une courbe de rétrodiffusion idéale est calculée par la formule :

$$P_r(t) = P(0) \exp(-\alpha v_g t)$$

Le spectre de ce signal est calculé par transformée de Fourier, puis filtré par une fonction porte qui figure un filtre passe-bande, le calcul de la transformée de Fourier inverse est ensuite effectué. L'influence des fréquences de coupure haute et basse sur le signal filtré est mise en évidence.

Le signal est calculé pour une longueur de fibre de 1km et une atténuation de 1dB/km. La figure 4 représente le signal transmis par un filtre passe-bas de fréquence de coupure 5MHz. Le signal est très perturbé dans les zones où il varie rapidement. Le choix de la fréquence de coupure haute dépendra donc des observations effectuées : mesure d'atténuation ou détection d'un défaut ponctuel.

Le signal est ensuite filtré par un filtre passe-haut de fréquence de coupure 5kHz (figure 5), une oscillation basse fréquence apparait à la fréquence caractéristique du filtre. Son influence dépend du signal, si la fibre est longue, il y a un décalage de zéro important entre le début et la fin du signal. Sur l'exemple présenté sur la figure 5, la fibre est courte et le décalage du zéro est faible en apparence, il peut cependant entrainer une erreur importante après un calcul logarithmique.

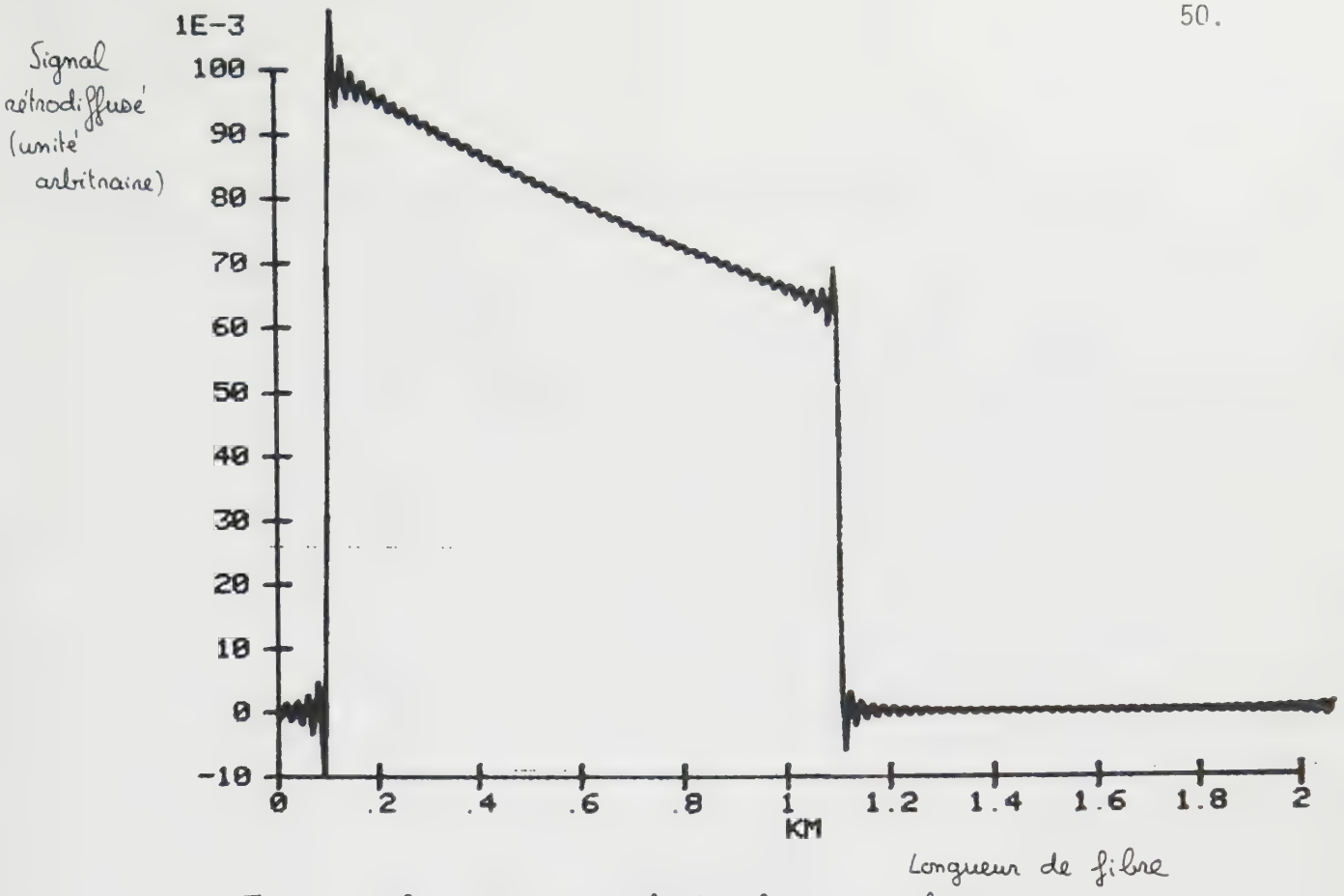


Fig.4. Déformation du signal rétrodiffusé due à la fréquence de coupure haute du système de détection (5MHz)

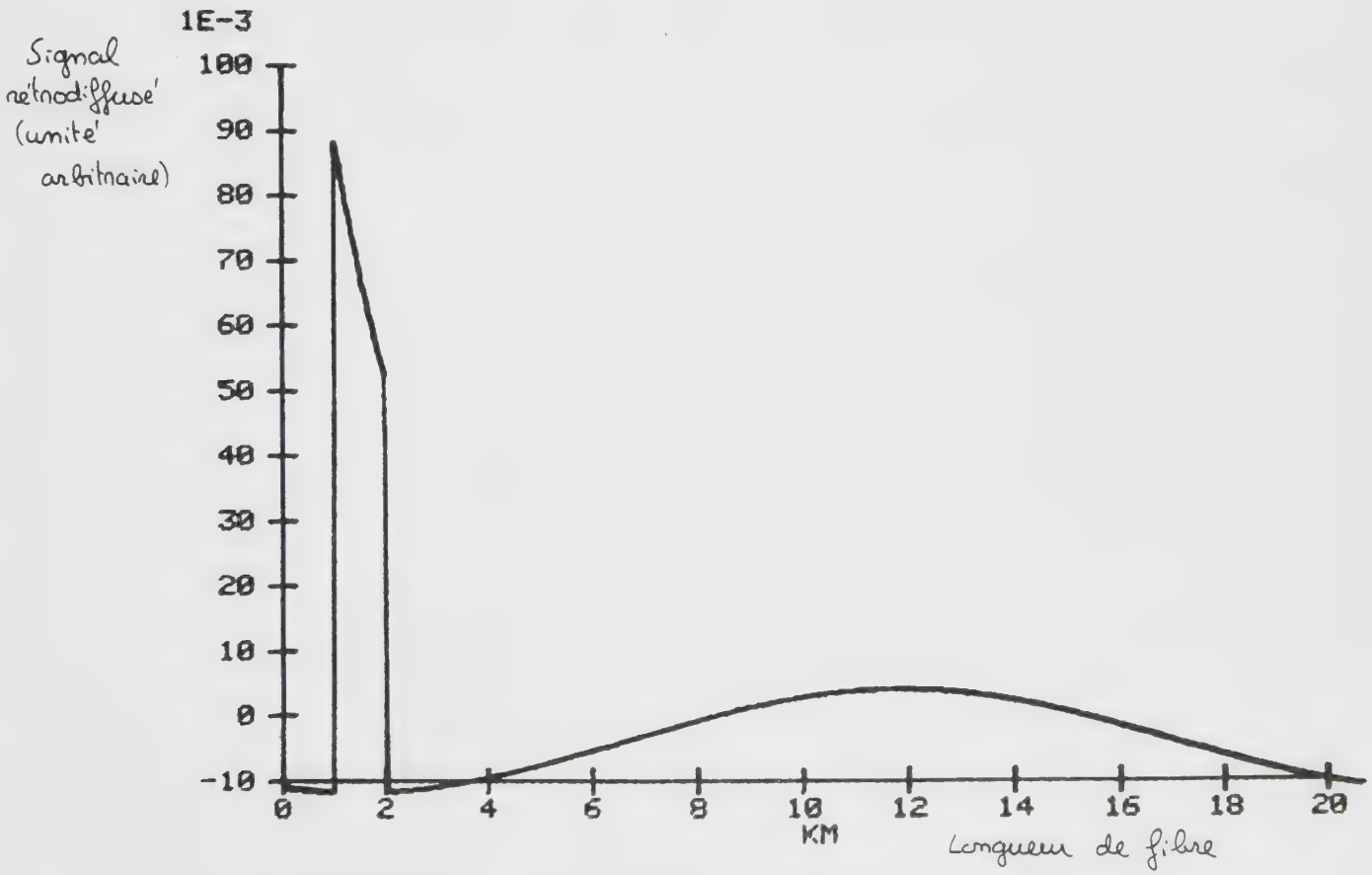


Fig.5. Déformation du signal rétrodiffusé due à la fréquence de coupure basse du système de détection (5kHz)

.Précision de la mesure d'atténuation pour un rapport signal à bruit donné :

Pour estimer de façon pratique la précision des mesures d'atténuation en fonction du rapport signal à bruit, un signal idéal est calculé et le bruit du système de détection en l'absence de signal ajouté. Le rapport entre le niveau du signal rétrodiffusé et la moyenne quadratique du bruit est choisi de façon à avoir un rapport signal à bruit donné. Un calcul logarithmique est ensuite effectué. Le résultat est présenté sur la figure 6 pour une fibre d'atténuation 1,1dB/km et un rapport signal à bruit initial de 30dB. Le bruit devient apparent sur la courbe logarithmique pour un rapport signal à bruit de 15 à 12dB. Des mesures d'atténuations locales permettent d'estimer l'incertitude $\Delta\alpha$ sur l'atténuation pour différentes valeurs du rapport signal à bruit S/B :

S/B = 16dB $\quad\quad \Delta\alpha \approx 0{,}05$dB/km

S/B = 12dB $\quad\quad \Delta\alpha \approx 0{,}1$dB/km

Les mesures sont effectuées sur une longueur de fibre de 500m environ. Un rapport S/B en puissance minimum de 12dB a été choisi comme limite pour établir des bilans de portée (paragraphe I.5.1.). Cette valeur serait très insuffisante pour mesurer l'influence de défauts localisés sur la fibre.

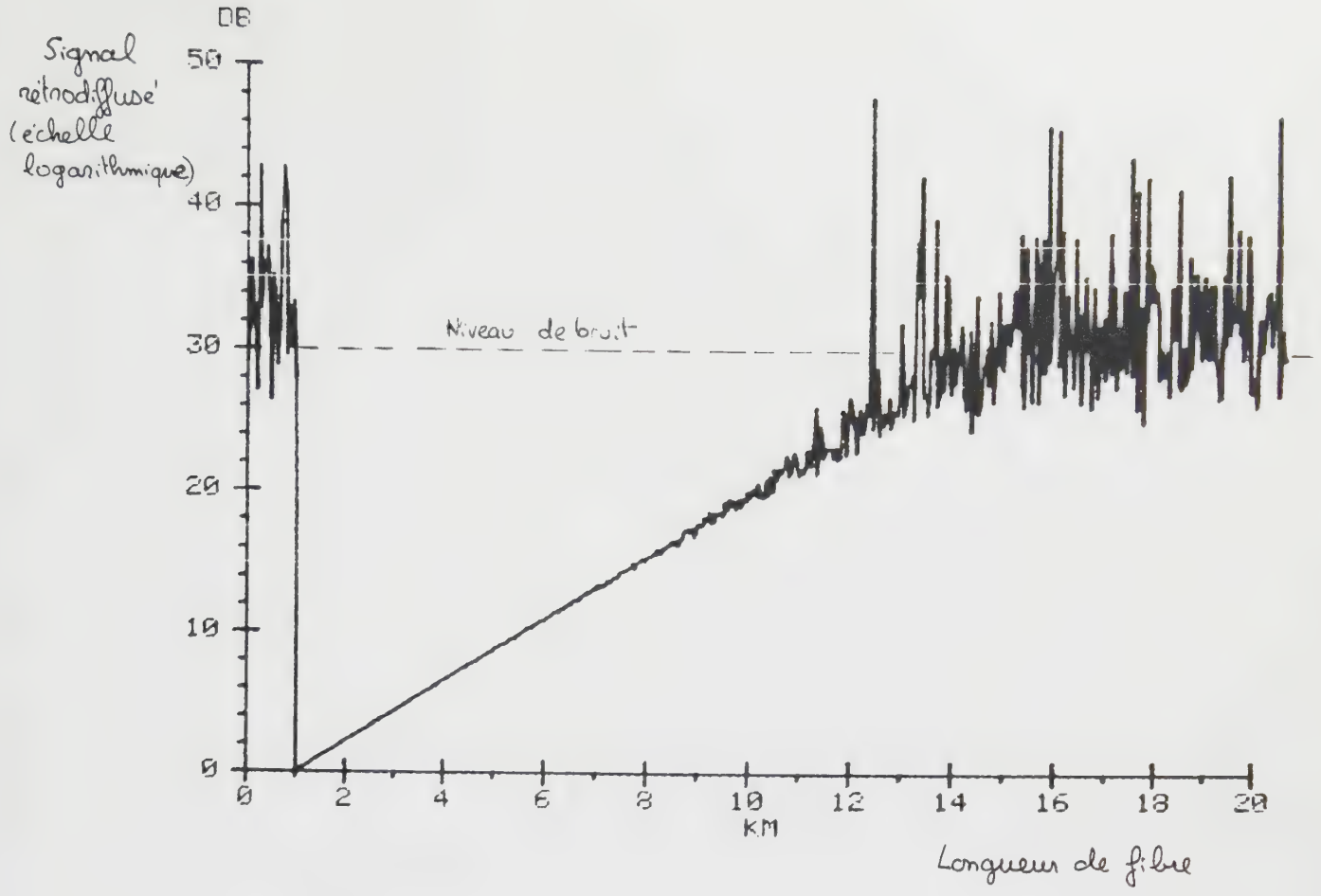


Fig.6. Influence du rapport signal à bruit sur la précision de la mesure d'atténuation.

II -MONTAGE EXPÉRIMENTAL DE MESURE PAR RÉTRODIFFUSION.

II- MONTAGE EXPÉRIMENTAL DE MESURE PAR RÉTRODIFFUSION.

II-1. INTRODUCTION :

Le montage expérimental représenté sur la figure 7 comprend :

- la source : laser YAG fonctionnant en régime déclenché à la longueur d'onde de 1.06µm.
- le dispositif de couplage directionnel : lame utilisée sous faible incidence.
- la fibre à mesurer.
- le système optique de conjugaison constitué de quatre objectifs (O_1, O_2, O_3, O_4).
- un dispositif de filtrage spatial du signal rétrodiffusé.
- le système de détection : module photodiode à avalanche silicium-préamplificateur.
- le système d'acquisition et de traitement : DPO et calculateur.

A ce montage, il peut être ajouté un polariseur P, un analyseur A et éventuellement des lames biréfringentes pour effectuer une analyse du signal rétrodiffusé dépendante de la polarisation. En l'absence d'éléments polarisants, ce montage est insensible à la polarisation Il est donc entièrement polyvalent et permet de mesurer des fibres multimodes et monomodes. Un réglage permet de mofifier les conditions d'injection selon le type de fibre. Enfin, grâce au dispositif de filtrage spatial l'écho d'entrée parasite est entièrement supprimé.

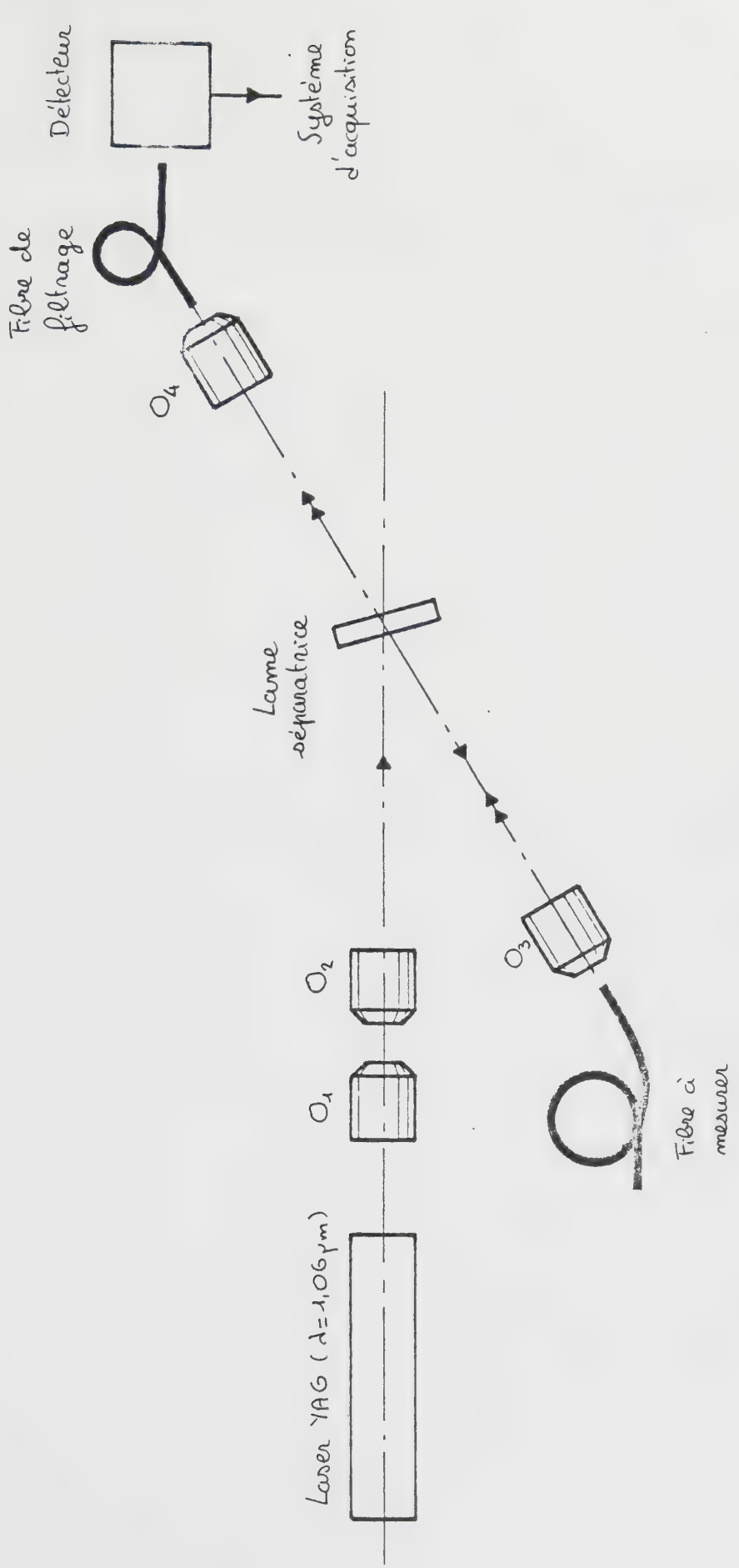


Fig. 7 : Schéma général du montage

II-2. SOURCE :

Une source infrarouge émettant des impulsions de forte puissance est nécessaire pour réaliser des mesures par rétrodiffusion à longue portée notamment sur les fibres monomodes.

La source utilisée est un laser YAG émettant à la longueur d'onde de 1.06µm et fonctionnant en régime déclenché. Les mesures d'atténuation ne sont pas effectuées dans un domaine spectral d'utilisation courant des fibres et l'analyse par rétrodiffusion sert à localiser des défauts ou des inhomogénéités. Les mesures à 1.06µm gardent un grand intérêt pour des raisons pratiques : d'une part, il est possible d'utiliser des détecteurs au silicium qui sont pour l'instant les plus performants; d'autre part, le type de laser utilisé existe sous forme simplifiée relativement compacte, les mesures réalisées en laboratoire pourront être effectuées également dans le domaine industriel ou sur le terrain.

Les méthodes de mesure mises au point à 1.06µm pourront dans une phase ultérieure être transposées à d'autres longueurs d'onde permettant des mesures d'atténuations dans le domaine spectral d'utilisation des fibres. Si des systèmes de détection performant sont mis au point pour ces longueurs d'onde, la portée des mesures devrait être accrue.

II-2.1. CARACTÉRISTIQUES GÉNÉRALES DU LASER YAG.

Le laser, modèle 114 de Quantronix, fonctionne à la longueur d'onde de 1.06µm dans le mode fondamental TEM_{oo}.

	.Puissance continue	6W
En mode déclenché	.Puissance crête maximum (pour un taux de répétition inférieur à 800Hz)	5kW
	.Fréquence de récurence	0.1 à 50kHz
	.Largeur minimum de l'impulsion	200nS
	.Stabilité crête-crête	5%
	.Diamètre du faisceau ($1/e^2$)	0.8mm
	.Divergence du faisceau ($1/e^2$)	0.9m
	.Polarisation	verticale

II-2.2. MESURES DES CARACTÉRISTIQUES OPTOGÉOMÉTRIQUES DU FAISCEAU :

Afin de réaliser correctement l'injection du faisceau laser dans une fibre, il est important de connaitre avec précision les dimensions du waist du laser et sa position par rapport à la cavité. Pour cela le diamètre du faisceau est mesuré en plusieurs points.

montage :

Sur le trajet du faisceau laser est disposé un trou d'analyse de diamètre 10µm suivi d'un détecteur (photodiode germanium à grande surface sensible). L'ensemble trou d'analyse- détecteur est placé sur deux platines de translation permettant des déplacements horizontaux et verticaux. Le signal issu du détecteur est visualisé sur un oscilloscope, l'amplitude des impulsions émises par le laser peut ainsi être mesurée. La précision de cette mesure est de quelques pour-cents, elle est suffisante car les impulsions du laser sont instables en intensité.

La courbe P (r) qui donne la puissance détectée en fonction de la position radiale du trou d'analyse est relevée pour deux directions horizontale et verticale en passant par le centre du faisceau repéré par le maximum de puissance.

Résultats :

Le rayon à $1/e^2$ du faisceau w et le waist w_0 sont reliés par la relation :

$$w^2 = w_0^2(1 + z^2/|q_0|^2) \qquad |q_0| = \pi w_0^2/\lambda$$

La divergence Θ du faisceau est donnée par la relation :

$$\Theta = \lambda/\pi w_0$$

w est mesuré à quatre distances d différentes du miroir de sortie du laser. La cavité du laser est de type plan-concave, le waist du laser doit être situé sur le miroir de sortie qui est plan. A partir des mesures réalisées des calculs simples permettent de vérifier que le waist est effectivement situé sur le miroir de sortie du laser, ses dimensions sont :

. dans le plan horizontal : $w_{oh} = 371 \pm 10\mu m$ $\theta_h = 9.1\ 10^{-4}$

. dans le plan vertical : $w_{ov} = 396 \pm 5\mu m$ $\theta_h = 8.5\ 10^{-4}$

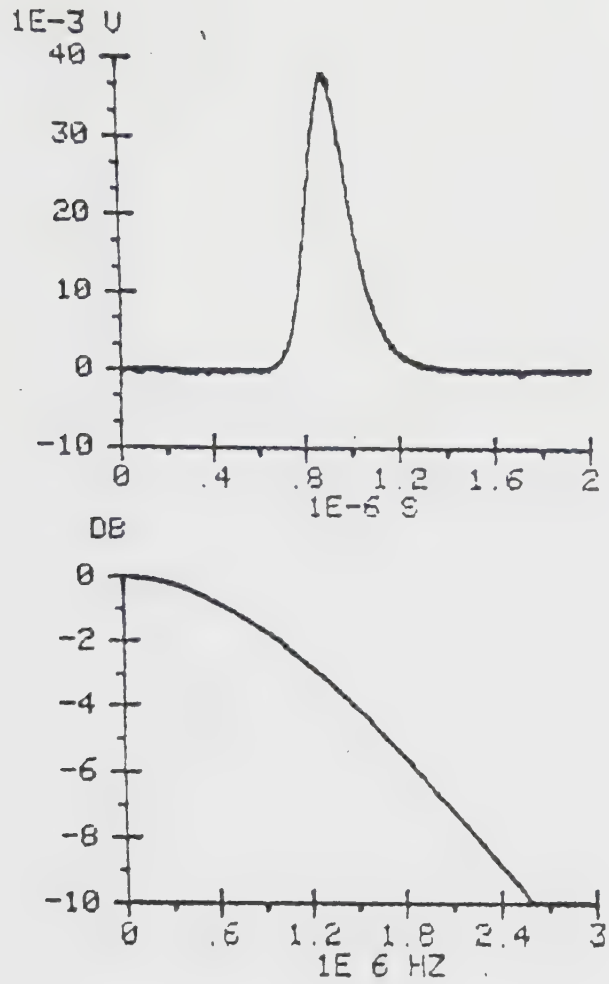
II-2.3. MESURE DES CARACTÉRISTIQUES TEMPORELLES ET FRÉQUENTIELLES DE L'IMPULSION DÉCLENCHÉE.

Un détecteur à grande bande passante est placé sur le trajet du faisceau, les impulsions sont visualisées sur l'oscilloscope numérique et enregistrées avec moyennage. Le signal de synchronisation peut être obtenu à partir de la commande électrique du modulateur intra-cavité, le signal optique possède un retard par rapport à ce signal et une gigue importante due aux instabilités du déclenchement. La synchronisation peut être réalisée également en plaçant une photodiode sur une réflexion parasite du faisceau, le signal est alors stable, mais une ligne à retard est nécessaire pour le décaler.

Deux exemples de courbes enregistrées avec une synchronisation électrique et une synchronisation optique sont présentés respectivement sur les figures 8a et 8b, les spectres des impulsions sont obtenus par transformée de Fourier. Les valeurs moyennes des caractéristiques pour plusieurs enregistrements sont récapitulés dans le tableau suivant :

	Synchronisation électrique	Synchronisation optique
Temps de montée	124nS	119nS
Temps de descente	228nS	226nS
Largeur à 50 %	205nS	195nS
Fréquence à -6dB électriques	1.85MHz	1.95MHz

L'effet de la gigue de l'impulsion se traduit par une léger élargissement (10nS). Pour la plupart des mesures, la synchronisation sur la commande du modulateur intra-cavité qui ne nécessite pas l'emploi d'une ligne à retard est suffisante.



TEMPS DE MONTEE = 121 NS

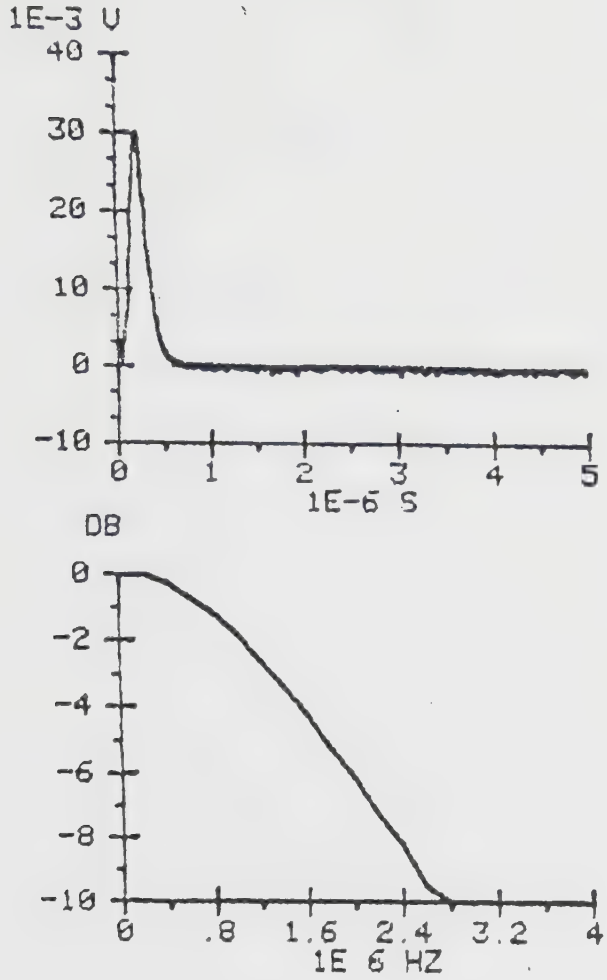
TEMPS DE DESCENTE = 228 NS

LARGEUR A 50% = 204 NS

FREQUENCE A 3 DB = 1.27 MHZ

FREQUENCE A 6 DB = 1.89 MHZ

Fig.8a: Caractériotiques de l'impulsion déclenchée avec une synchronisation électrique.



TEMPS DE MONTEE = 119 NS

TEMPS DE DESCENTE = 226 NS

LARGEUR A 50% = 192 NS

FREQUENCE A 3 DB = 1.31 MHZ

FREQUENCE A 6 DB = 1.98 MHZ

Fig.8b: Caractéristiques de l'impulsion déclenchée avec une synchronisation optique.

II-3. SYSTÈME DE DÉTECTION.

Un système de détection très sensible est nécessaire pour les mesures par rétrodiffusion. A la longueur d'onde de 1.06µm, le détecteur peut être une photodiode à avalanche ou un ensemble PIN-FET avec pour matériau le silicium, le germanium ou des composés III.V. Les photodiodes à avalanche ou les modules PIN-FET utilisant les composants III.V. sont encore pratiquement au stade de prototypes de laboratoire. Les photodiodes au germanium possèdent un défaut intrinsèque majeur : le courant d'obscurité est très important, typiquement de 1µA, il est nécessaire pour obtenir une grande sensibilité de refroidir le détecteur, ce qui alourdit considérablement le montage. Les photodiodes au silicium présentent un courant d'obscurité faible typiquement quelques dizaines de nanoampères. La longueur d'onde de coupure du silicium se situe aux environs de 1µm, mais certaines photodiodes sont optimisées à 1.06µm et leur efficacité quantique est de 18% à cette longueur d'onde. Le détecteur utilisé : RCA C30818E est un module photodiode à avalanche au silicium-préamplificateur optimisé à 1.06µm.

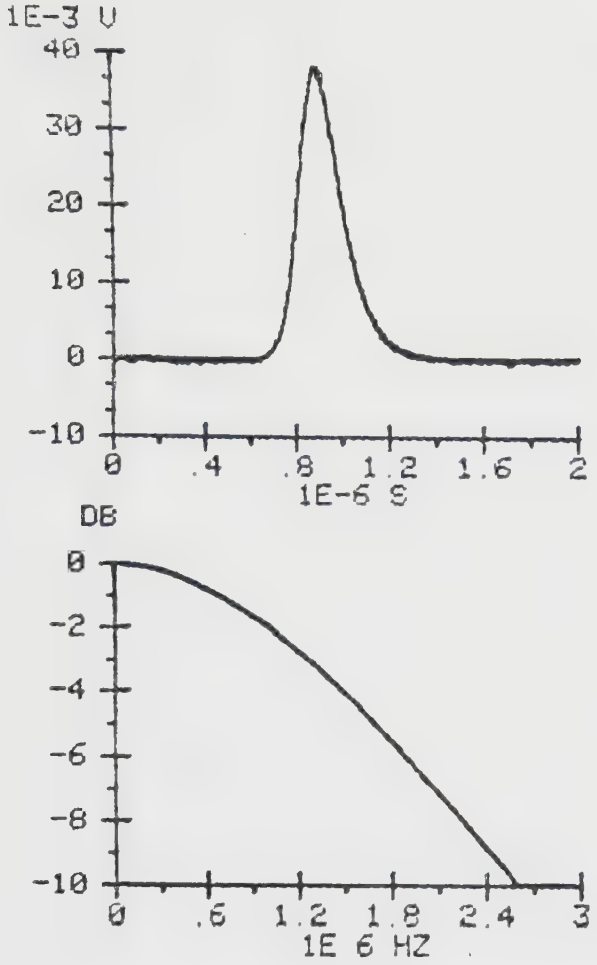
II-3.1. PRINCIPALES CARACTÉRISTIQUES FOURNIES PAR LE FABRICANT :

. caractéristiques mécaniques :

- . surface photosensible circulaire de diamètre 0.8mm
- . angle d'acceptance 140°

. caractéristiques électriques (valeurs typiques) :

. tension d'avalanche	: 375V	
. efficacité quantique	: 18%	
. gain interne	: 120	
. réponse à 1.06µm	: 18A/W	(photodiode)
	: $9.7.\ 10^{-4}$V/W	(module)
. courant d'obscurité I_d	: 50nA	
. NEP à 1.06µm	: $1.6\ \ 10^{-13}$WxHz$^{-1/2}$	
. impédance de sortie	: 25Ω	
. bande passante à 3dB	: 50MHz	
. temps de montée/descente	: 9nS	
. tension de sortie maxima	: 0,7V	



TEMPS DE MONTEE = 121 NS

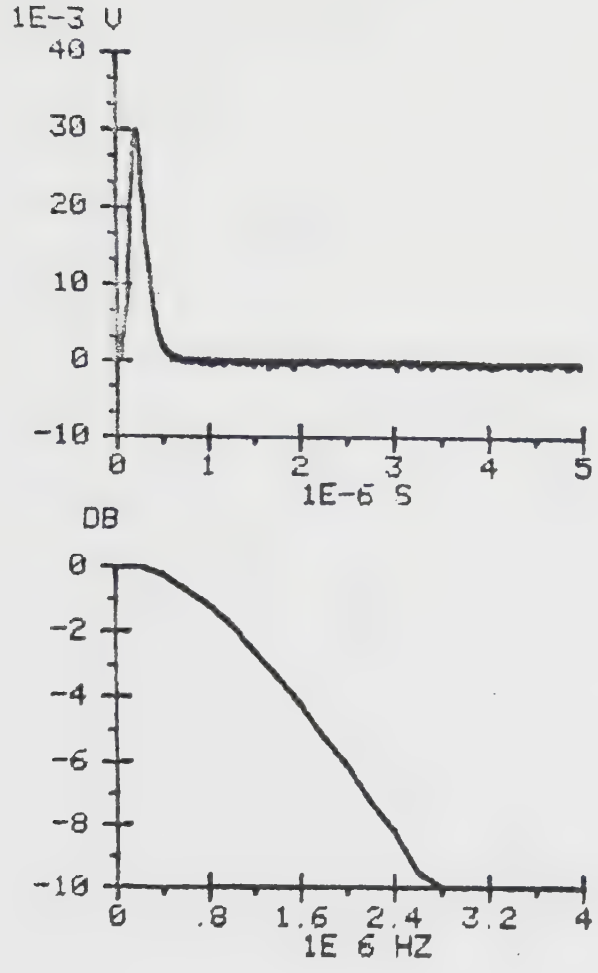
TEMPS DE DESCENTE = 228 NS

LARGEUR A 50% = 204 NS

FREQUENCE A 3 DB = 1.27 MHZ

FREQUENCE A 6 DB = 1.89 MHZ

Fig.8a: Caractéristiques de l'impulsion déclenchée avec une synchronisation électrique.



TEMPS DE MONTEE = 119 NS

TEMPS DE DESCENTE = 226 NS

LARGEUR A 50% = 192 NS

FREQUENCE A 3 DB = 1.31 MHZ

FREQUENCE A 6 DB = 1.98 MHZ

Fig.8b: Caractéristiques de l'impulsion déclenchée avec une synchronisation optique.

. linéarité du module de détection :

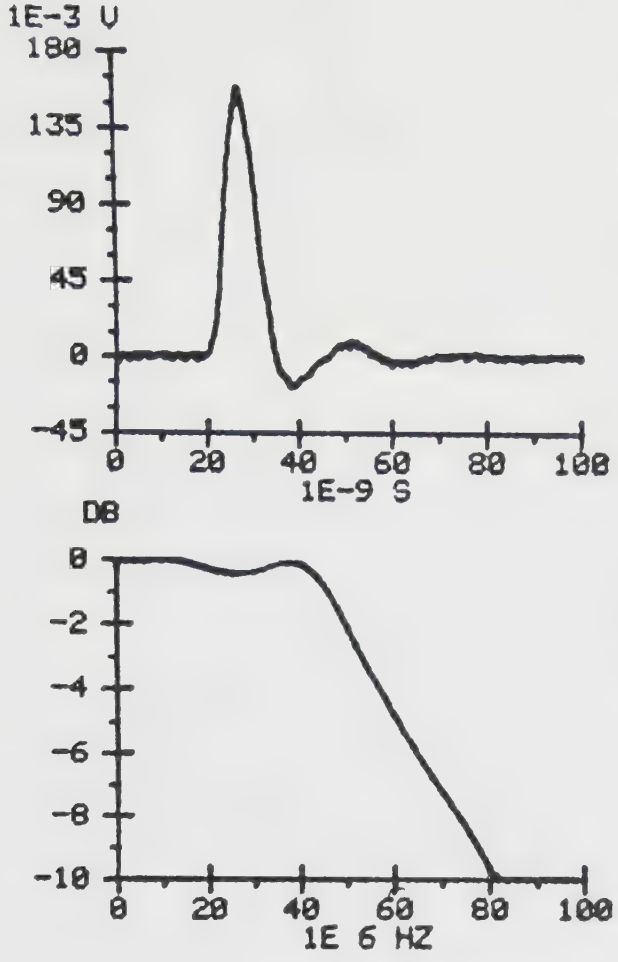
Elle dépend de la bande passante de mesure. D'après le fabricant, le module est linéaire de la puissance minimum détectable P_{min} à la puissance P_{max} correspondant à la tension de sortie maxima. Les valeurs de P_{min} et P_{max} peuvent être calculées :

$P_{max} = 7.2 \ 10^{-6} W$ $\qquad$ $P_{min} = 1.1 \ 10^{-9} W$

La linéarité en puissance du module est typiquement de 38dB pour une bande passante de mesure de 50MHz.

III-3.2. MESURE DE LA BANDE PASSANTE, DES TEMPS DE MONTÉE ET DESCENTE DU DÉTECTEUR :

Les mesures sont effectuées à la longueur d'onde de 0,84µm, les caractéristiques du module de détection fournies par le fabricant sont identiques à 0,84µm et à 1,06µm. Une impulsion très brève (largeur à mi-hauteur 350pS) issue d'une diode laser émettant à 0,84µm est envoyée sur le détecteur, la réponse est enregistrée à l'aide de l'oscilloscope numérique. Les temps de montée et de descente sont mesurés et le spectre de la réponse du détecteur est calculé par transformée de Fourier (figure 9). La source émettant des impulsions très brèves, la fréquence à - 6dB électriques de ce spectre est sensiblement égale à la bande passante à - 3dB optiques du détecteur. L'ordre de grandeur de la bande passante annoncée est respecté.



TEMPS DE MONTEE = 4.18 NS

TEMPS DE DESCENTE = 5.44 NS

LARGEUR A 50% = 7.48 NS

FREQUENCE A 3 DB = 53.2 MHZ

FREQUENCE A 6 DB = 64.8 MHZ

Fig. 9: Réponse du détecteur à une impulsion courte et spectre de la réponse.

II-4. COUPLEUR DIRECTIONNEL.

Les dispositifs de couplage utilisant soit un cube de Lumer, soit un prisme polarisant, sont bien adaptés pour l'étude des fibres multimodes qui ne conservent pas le taux de polarisation de la lumière. Lorsque le système de mesure est destiné également à l'étude des fibres monomodes qui conservent le taux de polarisation de la lumière, il est important de contrôler l'état de polarisation du faisceau incident et de pouvoir effectuer une détection du signal indépendante de la polarisation.
Il est alors indispensable d'utiliser un dispositif séparateur indépendant de la polarisation.

Des lames séparatrices travaillant avec un angle d'incidence important et possédant une réflectivité indépendante de la polarisation peuvent être réalisées au moyen soit de films diélectriques, soit de lames biréfringentes (11). Pour des raisons de simplicité de mise en oeuvre, il a été utilisé une lame simple, légèrement prismatique pour éviter les réflexions multiples, travaillant à faible incidence.

II-4.1. COMPORTEMENT EN LUMIÈRE POLARISÉE D'UNE LAME DE VERRE :

Considérons le problème simple de la réfraction à l'interface de deux matériaux d'indice n_1 et n_2 (fig.10). Les facteurs de réflexion et de transmission en amplitude pour les états de polarisation perpendiculaire et paralléle au plan d'incidence sont donnés par les formules de Fresnel :

$$r_\perp = \frac{n_1 \cos i_1 - n_2 \cos i_2}{n_1 \cos i_1 + n_2 \cos i_2} \qquad t_\perp = \frac{2 n_1 \cos i_1}{n_1 \cos i_1 + n_2 \cos i_2}$$

$$r_{//} = \frac{n_2 \cos i_1 - n_1 \cos i_2}{n_2 \cos i_1 + n_1 \cos i_2} \qquad t_{//} = \frac{2 n_1 \cos i_1}{n_2 \cos i_1 + n_1 \cos i_2}$$

i_1 et i_2 sont les angles d'incidence et de réfraction.

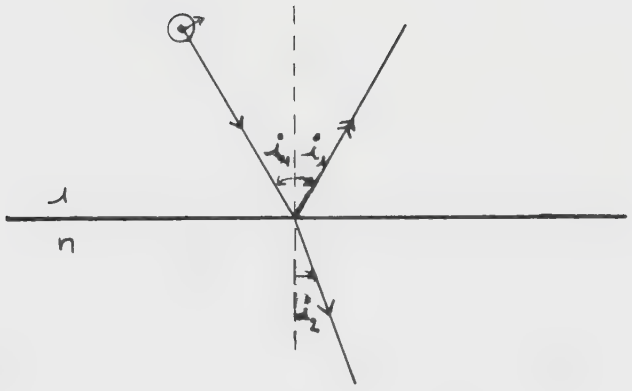


Fig. 10: Réflexion et réfraction à un interface air-verre.

Les facteurs de réflexion et de transmission en intensité sont :

$$R_\perp = |r_\perp|^2 \qquad T_\perp = |t_\perp|^2 \frac{n_2 \cos i_2}{n_1 \cos i_1} = 1 - R_\perp$$

$$R_{//} = |r_{//}|^2 \qquad T_{//} = |t_{//}|^2 \frac{n_2 \cos i_2}{n_1 \cos i_1} = 1 - R_{//}$$

Les facteurs de transmission pour une lame de verre d'indice n_2 placée dans un milieu d'indice n_1 sont $T_\perp^2$ et $T_{//}^2$ sous l'hypothèse que la lame est légèrement prismatique et que l'on peut négliger les réflexions successives.

L'évolution de $R_\perp$, $R_{//}$, $T_\perp^2$, $T_{//}^2$ en fonction de l'angle d'incidence est représentée sur les courbes des figures 11a et 12a, avec $n_1 = 1$ $n_2 = 1{,}5$.

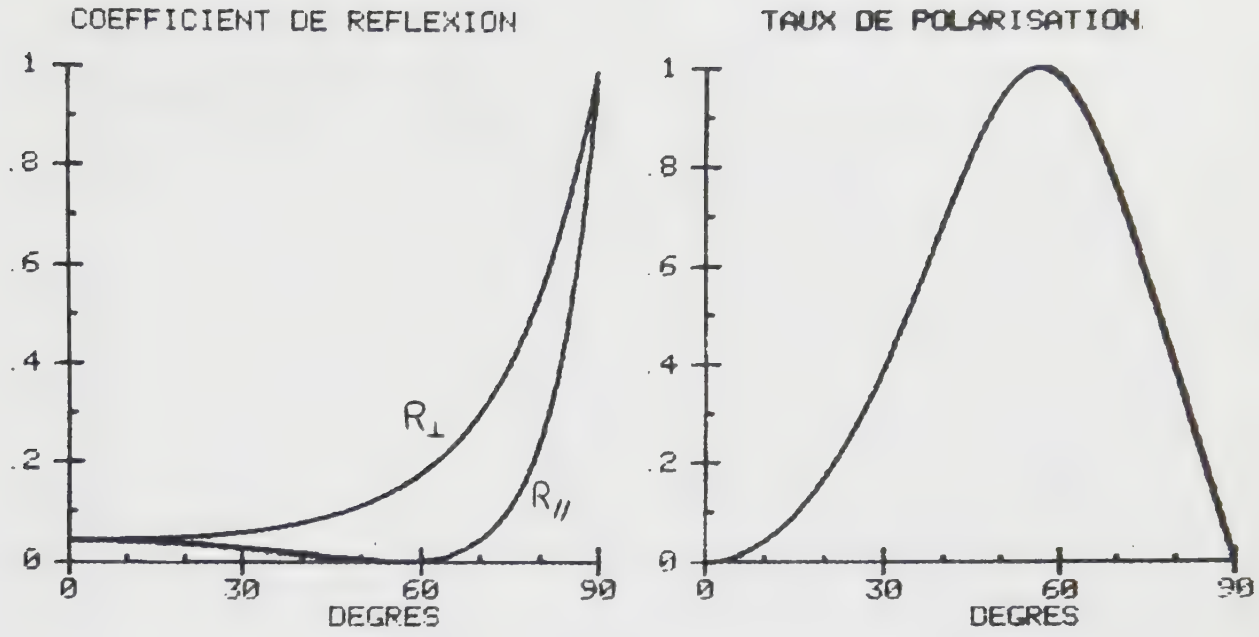
La lame de verre utilisée en réflexion ou en transmission a pour effet de modifier l'état de polarisation de la lumière. Considérons la lame comme un polariseur, les taux de polarisation de la lame en réflexion et en transmission sont respectivement e_r et e_t avec :

$$e_r = \left| \frac{R_\perp - R_{//}}{R_\perp + R_{//}} \right|$$

$$e_t = \left| \frac{T_\perp^2 - T_{//}^2}{T_\perp^2 + T_{//}^2} \right|$$

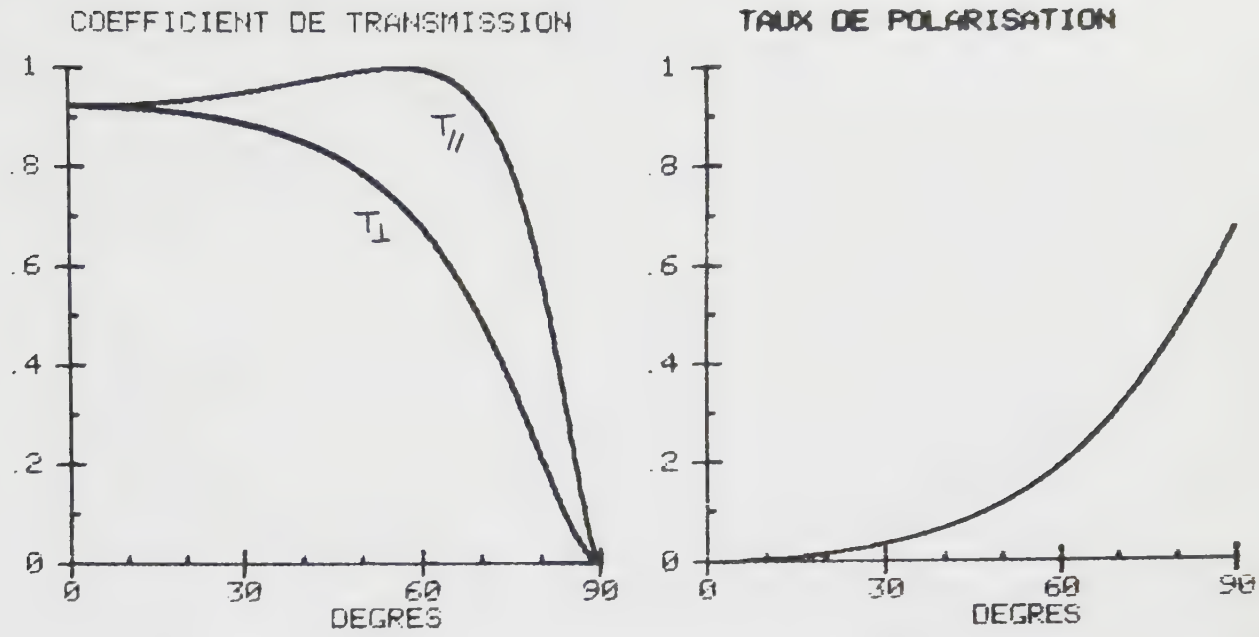
L'évolution de ces paramètres en fonction de l'angle d'incidence est représentée sur les figures 11b et 12b. Lorsque la lame est utilisée en transmission le taux de polarisation est de 1% pour un angle de 17°, cette valeur est tout à fait suffisante en pratique.

Ainsi, une lame de verre travaillant à faible incidence modifie peu l'état de polarisation de la lumière, surtout si elle est utilisée en transmission.



ANGLE D'INCIDENCE		TAUX DE POLARISATION
5	DEGRES	1 %
7	DEGRES	2 %
8.6	DEGRES	3 %
9.9	DEGRES	4 %
11	DEGRES	5 %

Fig. 11 a et b Coefficients de réflexion et taux de polarisation à un interface air-verre.



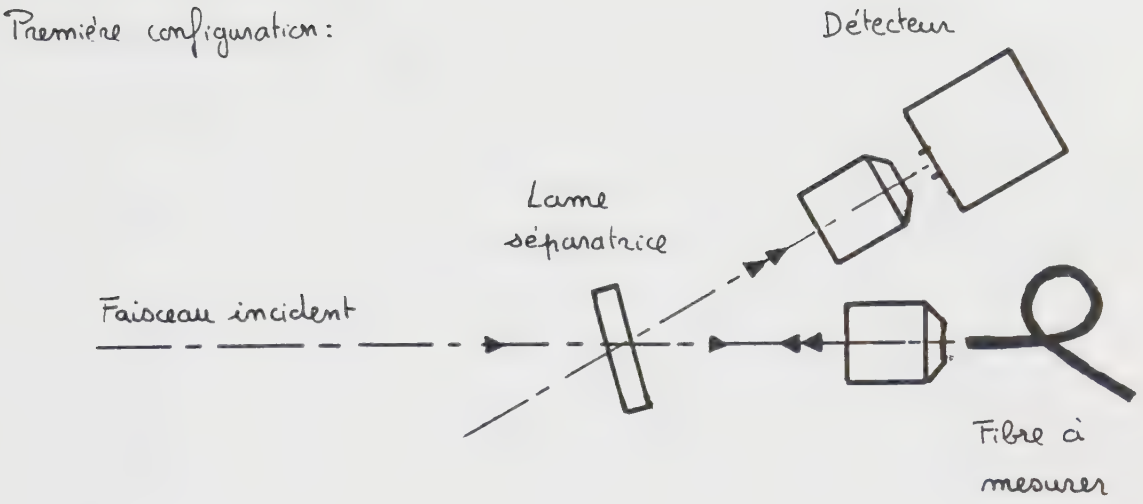
ANGLE D'INCIDENCE	TAUX DE POLARISATION
16.9 DEGRES	1 %
23.5 DEGRES	2 %
28.4 DEGRES	3 %
32.3 DEGRES	4 %
35.6 DEGRES	5 %

Fig. 12a. et b. Coefficients de transmission et taux de polarisation d'une lame de verre.

II-4.2. CHOIX DE LA GÉOMÉTRIE DU MONTAGE :

La lame de verre sans traitement qui sert d'élément séparateur peut être utilisée dans deux configurations géométriques différentes (figure 13) Dans le premier cas, le faisceau transmis est injecté dans la fibre, la lumière rétrodiffusée étant réfléchie par la lame. Dans le second cas, le faisceau réfléchi par la lame est injecté dans la fibre et la lumière rétrodiffusée est recueillie après transmission au travers de la lame.

Dans les deux configurations, le bilan énergétique au niveau de la lame est identique : la perte d'énergie est de 14,3dB, ce qui correspond à une transmission totale de 3.7% : 4% à la réflexion et 92% à la transmission. L'intérêt du deuxième montage est double : tout d'abord, la lame a un taux de polarisation plus faible en transmission qu'en réflexion, ensuite la quasi-totalité (92%) de la puissance rétrodiffusée est recueillie par le système de détection. Ce dernier point est important lorsqu'on recherche une portée maxima et que la puissance injectée dans la fibre est limitée par les effets non linéaires. La puissance délivrée par le laser YAG étant très importante, les pertes occasionnées par la réflexion sur la lame ne sont pas gênantes puisque le faisceau doit de toutes façons être fortement atténué.



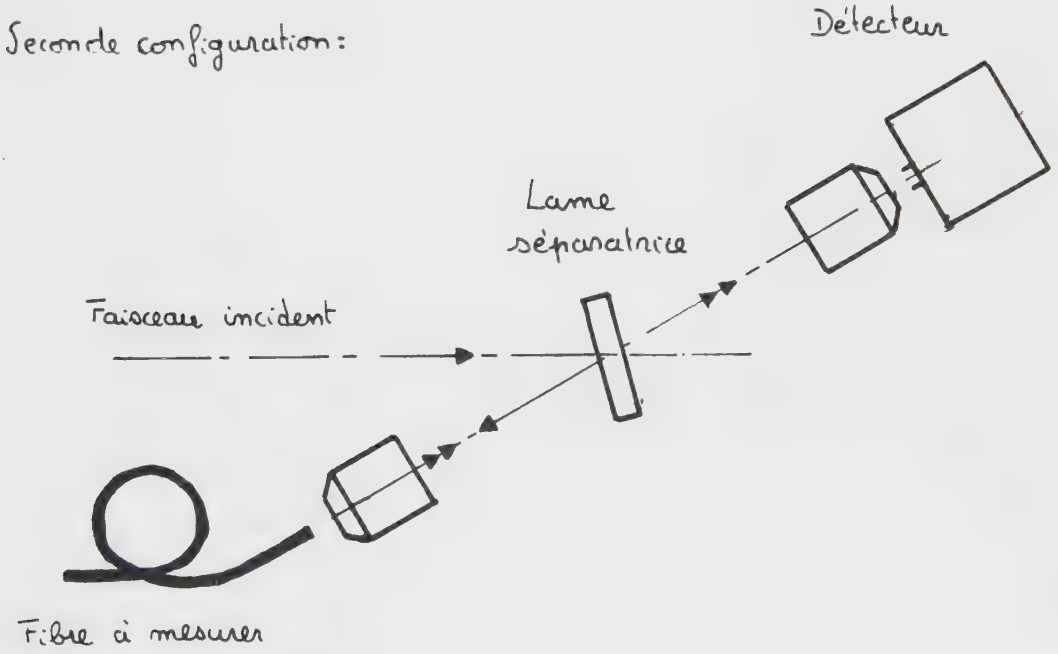


Fig.13 : Coupleur directionnel : choix de la géométrie du montage.

▶ faisceau incident
▶▶ faisceau rétrodiffusé

II-5. SYSTÈME OPTIQUE DE CONJUGAISON.

Le rôle du système optique de conjugaison est d'une part de réaliser l'injection dans la fibre à mesurer en adaptant la dimension du waist image à la géométrie de la fibre; d'autre part, de renvoyer le faisceau rétrodiffusé vers le détecteur en adaptant la géométrie du faisceau à la surface sensible et à l'angle d'acceptance du système de détection. La configuration des éléments optiques doit être telle que des éléments comme le système séparateur, des polariseurs ou des lames biréfringentes puissent être interposés sans diaphragmer les faisceaux. Les objectifs doivent être choisis d'ouvertures numériques suffisantes pour ne pas diaphragmer les faisceaux aussi bien pour l'étude des fibres monomodes que pour celles des fibres multimodes, le montage devant être polyvalent. Pour satisfaire ces conditions, un montage à quatre objectifs est utilisé (figure 7).

L'injection est réalisée au moyen de trois objectifs O_1, O_2, O_3 et de la lame séparatrice, cependant, celle-ci étant plane, elle se comporte en réflexion comme un miroir plan et peut être omise dans un schéma équivalent (figure 14a). Les objectifs O_1 et O_2 sont utilisés en configuration "afocale" ce qui présente de nombreux avantages. Tout d'abord le choix des objectifs O_1 et O_2 permet d'adapter la dimension du faisceau émergent. Ensuite, le faisceau émergent est peu divergent ce qui permet d'interposer entre O_2 et O_3 plusieurs éléments optiques et notamment le coupleur directionnel. Enfin, le déplacement relatif de O_1 et O_2 permet de déplacer l'image intermédiaire w_1'' du waist du laser et donc de faire varier la dimension de l'image finale w_1''' du waist formée par O_3, ce réglage fin complète l'adaptation de la dimension du faisceau obtenue par le choix de O_1 et O_2.

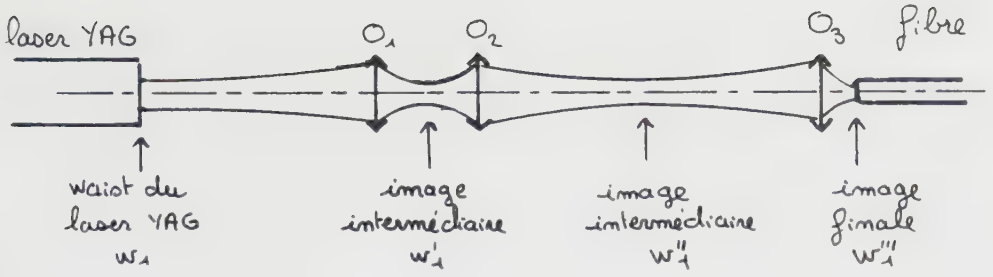


Fig. 14a : Schéma équivalent du système optique d'injection

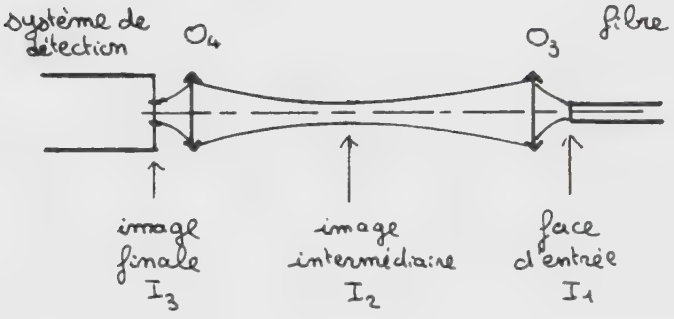


Fig. 14b : Schéma équivalent du système optique de détection

La détection est réalisée au moyen de deux objectifs O_3 et O_4, l'influence de la lame séparatrice est négligée, le schéma est représenté sur la figure 14b. Des observations ont montré que le maximum d'injection est obtenu avec un waist image légèrement à l'intérieur de la fibre, on peut cependant, raisonnablement supposer que l'image est proche de la face d'entrée et que les faisceaux rétro-diffusés et injectés ont des géométries proches.
Cette hypothèse signifie dans le cas des fibres monomodes que le waist du faisceau rétrodiffusé est proche du waist du faisceau injecté. Dans le cas des fibres multimodes, la comparaison est plus difficile car les faisceaux sont de natures fondamentalement différentes. Dans tous les cas le faisceau rétrodiffusé issu de O_3 est peu divergent, ceci se vérifie expérimentalement, la totalité de l'énergie est collectée par O_4.
L'objectif O_4 et la distance entre O_3 et O_4 sont choisis de manière à adapter la géométrie du faisceau rétrodiffusé à la surface sensible et à l'angle d'acceptance du système de détection.

II- 5.1. CAS DES FIBRES MONOMODES :

L'optimisation de la puissance injectée dans une fibre monomode est obtenue lorsqu'il y a coïncidence entre la dimension du waist image et celle du mode de la fibre. A titre d'exemple, les valeurs numériques des paramètres du montage réalisé sont données.

La distance d entre le miroir de sortie du laser et l'objectif O_1 est fixée à 2m pour des raisons pratiques. Les objectifs O_1, O_2, O_3, O_4, sont identiques, de grossissements x 12,5 et d'ouvertures numériques 0.20. Le waist du laser de dimension w_1 a une image formée par O_1 de dimension w'_1 obtenu par la relation :

$$w_1'^2 = w_1^2 \frac{F^2}{(d-F)^2 + \left(\frac{\pi w_1^2}{\lambda}\right)^2}$$

avec : $w_1 = 400\,\mu m$, $F = 20mm$

d'où : $w'_1 = 4\,\mu m$

Si les objectifs O_2 et O_3 fonctionnent de façon symétrique, l'image finale du waist formée sur la fibre w_λ''' a une dimension de 4µm. L'image intermédiaire w_λ'' du waist est situé a mi-distance entre O_2 et O_3 et le faisceau est peu divergent entre ces deux objectifs. La valeur du waist w_λ''' obtenue,4µm est bien adaptée aux valeurs courantes des dimensions de mode des fibres monomodes : 7 à 8µm (en diamètre). Si la dimension du mode de la fibre est légèrement différente, le déplacement de O_1 permet d'adapter la dimension du waist image, si elle très différente, il suffit par exemple de changer l'objectif O_1.

II-5.2. CAS DES FIBRES MULTIMODES :

Les conditions d'injection du faisceau issu du laser YAG dans une fibre optique multimode sont très favorables. En effet, le faisceau est symétrique et on peut obtenir à la fois un waist de dimension inférieure à celle du coeur de la fibre et une divergence plus faible que l'ouverture numérique de la fibre. Le rendement théorique d'injection est proche de 100%.

Les conditions optimum d'injection sont moins facilement prévisibles que dans le cas des fibres monomodes : il faut considérer le couplage d'un faisceau gaussien avec l'ensemble des modes de la fibre. De façon expérimentale le maximum d'injection est obtenu pour un waist de l'ordre de 7µm en diamètre et le réglage n'est pas critique. La valeur optimum du waist est proche de celle utilisée pour les fibres monomodes, par ailleurs, les objectifs O_3 et O_4 étant choisis d'ouvertures numériques suffisantes, aucune modification du montage n'est nécessaire.
La dimension du waist injecté étant très faible (7µm) par rapport à la dimension du coeur d'une fibre multimode (50µm typiquement)l'excitation est très sélective et privilégiée un groupe de modes. Cette propriété peut être mise à profit pour mesurer l'atténuation de chaque groupe de modes (cf paragraphe III.1.2.). Cependant, il est souvent souhaité une excitation uniforme de tous les modes, un mélangeur de mode est alors nécessaire, plusieurs techniques existent, mais le contrôle de la répartition modale créée est très délicat.

II-6. SUPPRESSION DE L'ÉCHO D'ENTRÉE, FILTRAGE SPATIAL DU SIGNAL RÉTRODIFFUSÉ.

II-6.1. PROBLÈME POSÉ, SOLUTIONS COURANTES :

La puissance optique réfléchie par la face d'entrée de la fibre est couramment de 30 à 40dB supérieure à la puissance rétrodiffusée. De plus, des réflexions parasites ou des phénomènes de diffusion interviennent sur les éléments optiques du montage, en particulier, sur l'objectif O_3 et renforcent l'écho d'entrée. Ce signal parasite est très gênant puisqu'il peut saturer le détecteur pendant un temps important ou même le détériorer définitivement. Il est donc indispensable d'atténuer, voir de supprimer l'écho d'entrée.

Plusieurs méthodes ont été proposées pour remédier à ce problème dans les mesures de fibres multimodes : commande électrique du détecteur lorque celui-ci est un photomultiplicateur (2), utilisation d'une cuve à liquide adaptateur d'indice incluant le système optique de conjugaison, l'élément séparateur et la fibre (12), utilisation d'un polariseur et d'un analyseur (13). Enfin, la méthode la plus efficace et la plus simple semble être l'emploi d'un seul élément polarisant qui sert à la fois de polariseur et d'analyseur (14), l'écho d'entrée peut être supprimé totalement (15).

Les fibres monomodes contrairement aux multimodes conservent le taux de polarisation de la lumière et lorsqu'un dispositif polarisant est utilisé le signal rétrodiffusé présente des fluctuations gênantes dues aux variations de l'état de polarisation dans la fibre. Le système optique de détection doit être insensible à la polarisation (16). Les solutions proposées pour réduire l'écho d'entrée dans le cas des fibres monomodes sont : le montage de la fibre dans un embout présentant une face d'entrée non perpendiculaire à l'axe avec un liquide adaptateur d'indice (16) (17), l'usinage de la fibre de façon que la normale à la face d'entrée fasse un angle de 10° par rapport à l'axe (18), l'utilisation d'un déflecteur acoustooptique.

L'emploi du déflecteur alourdit considérablement le montage et les deux méthodes optiques demandent une préparation particulière de la fibre, de plus, aucun résultat concernant l'importance de l'écho résiduel n'a été publié. La méthode proposée est de réalisation simple, ne demande aucune préparation particulière de la fibre et permet l'extinction totale de l'écho d'entrée.

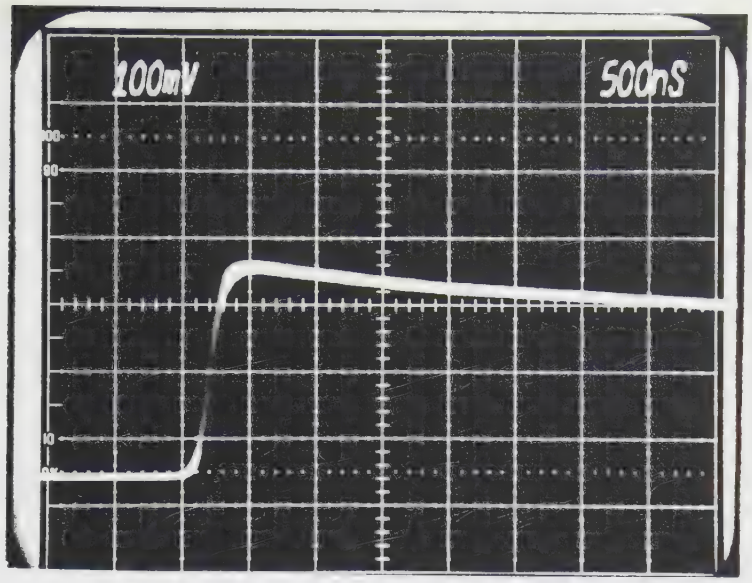
II-6.2. MÉTHODE DE FILTRAGE SPATIAL DU SIGNAL RÉTRODIFFUSÉ.

La fibre à mesurer est cassée par une simple méthode de fracture. Sa surface d'entrée possède une bonne qualité optique, mais n'est jamais parfaitement perpendiculaire à l'axe optique. Le faisceau réfléchi par la face d'entrée et le faisceau rétrodiffusé sont donc légèrement séparés spatialement, un filtrage spatial suffisamment précis doit permettre d'isoler la partie utile du signal. Le filtrage spatial est réalisé par une fibre du même type que celle mesurée, placée derrière O_4 qui transmet le signal utile au détecteur (figure 7). L'image de la face d'entrée de la fibre à mesurer est formée sur une fibre similaire avec un grandissement proche de 1, la surface utile et l'angle d'acceptance du système de détection sont donc adaptés très précisément à la forme du faisceau rétrodiffusé. Le signal utile est transmis par la fibre mais une infime partie du signal parasite est collecté.

II-6.3. RÉSULTATS.

Le signal rétrodiffusé en début de fibre est présenté sur les photos a et b de la figure 15, respectivement pour une fibre multimode et pour une fibre monomode. Dans les deux cas, l'écho résiduel, inférieur au signal rétrodiffusé, n'est pas apparent. Les caractéristiques de la fibre multimode à gradient d'indice sont : diamètre de coeur 50µm, diamètre de gaine 125µm, ouverture numérique 0,2. Les caractéristiques de la fibre monomode à saut d'indice sont : diamètre de coeur 5µm, différence d'indice 13.7 10^{-3}, longueur d'onde de coupure 1.2µm. La fibre étant bimode à 1.06µm, le second mode est filtré par courbure de la fibre. Pour des raisons pratiques, une fibre de filtrage multimode a été utilisée pour la mesure de la fibre monomode.

a



b

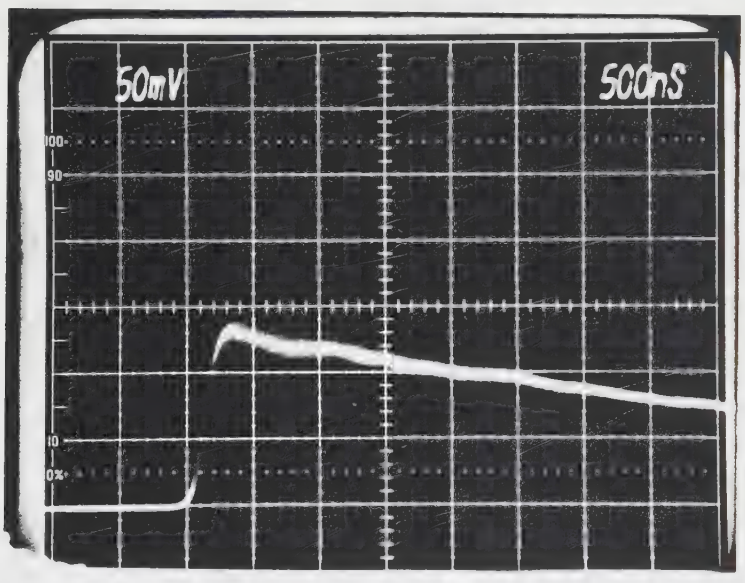


Fig.15: Signal rétrodiffusé avec suppression de l'écho d'entrée
a : fibre multimode b : fibre monomode.

II-6.4. ANALYSE SÉLECTIVE DU SIGNAL RÉTRODIFFUSÉ.

La méthode proposée pour supprimer l'écho d'entrée est intéressante principalement dans le cas des fibres monomodes car aucune autre méthode simple n'existe, elle est également intéressante dans le cas des fibres multimodes car les pertes d'insertion du dispositif sont plus faibles que celles d'un analyseur. Pour la caractérisation de fibres multimodes, la fibre de filtrage doit avoir un diamètre de coeur et une ouverture numérique légèrement supérieurs à ceux de la fibre mesurée pour éviter tout filtrage modal.

Cependant, ce phénomène est exploitable : en utilisant une fibre de filtrage monomode ou faiblement multimode, une analyse sélective de la contribution au signal rétrodiffusé des différents groupes de modes peut être effectuée. Des exemples de mesures réalisées sont donnés au paragraphe III.1.3.

II-7. BILAN ÉNERGÉTIQUE DU SYSTÈME.

Le laser YAG peut délivrer de très fortes puissances crête, jusqu' à 5kw en fonctionnement déclenché, la puissance injectée admissible dans une fibre compte tenu des effets non linéaires est inférieure à 100w et 10w respectivement dans le cas multimode et monomode, le faisceau doit être fortement atténué. Pour des raisons de coût, les surfaces optiques du montage n'ont pas subi de traitement anti-reflet, ceci n'est pas gênant à l'injection compte-tenu de la puissance disponible, mais l'est à la détection. Un bilan d'injection et un couplage en détection typiques sont donnés à titre d'exemple.

II-7.1. BILAN D'INJECTION.

Les éléments optiques rencontrés successivement par le faisceau incident (figure 7) sont : O_1, O_2, la lame séparatrice (réflexion), O_3 et la fibre. Les trois objectifs O_1, O_2, O_3 sont identiques : objectifs de microscope Zeiss Jena pour lumière polarisée ∞,0, x 12.5, 0.25, leur facteur de transmission moyen à 1.06µm est de 0.78. La lame séparatrice a pour facteur de réflexion 0.04. Le rendement de couplage entre O_3 et la fibre est estimé en moyenne, réflexion de Fresnel comprise à 0.8 pour les fibres multimodes et 0.7 pour les fibres monomodes.
Le bilan d'injection global est de 1,5% pour les fibres multimodes et de 1,3% pour les fibres monomodes.

II-7.2. COUPLAGE EN DÉTECTION.

Les éléments optiques rencontrés par le faisceau rétrodiffusé sont (figure 7): O_3, la lame séparatrice (transmission), O_4 et le dispositif de filtrage. O_4 est un objectif identique à O_1, O_2, O_3. La lame séparatrice a un facteur de transmission de 0.92. Le dispositif de filtrage a un facteur de transmission estimé à 0.8 environ. Le couplage global en détection est de 0.45 environ. Cette valeur peut être améliorée par un traitement anti-reflet des surfaces optiques des objectifs et de la fibre de filtrage, le couplage pourrait alors atteindre 0.90.

Le bilan d'injection est très faible ceci est du principalement à la réflexion sur la lame séparatrice dont l'avantage est de transmettre la quasi-totalité de la lumière rétrodiffusée. L'atténuation du faisceau injecté est volontaire, mais si une autre source que le laser YAG est utilisée,il peut être utile d'employer une lame séparatrice avec un traitement pour obtenir des facteurs de réflexion et de transmission comparables.

II-8. SYSTÈME DE TRAITEMENT DU SIGNAL.

II-8.1. DESCRIPTION DU SYSTÈME.

Le système de traitement du signal utilisé est schématisé sur la figure 16. Il est composé de quatre éléments principaux : une unité d'acquisition des signaux (oscilloscope numérique), un miniordinateur qui gère le système et effectue les calculs, une unité de stockage de masse (disques souples) et un terminal graphique alphanumérique. Le système fonctionne en langage BASIC.

L'oscilloscope numérique est composé d'une unité d'affichage, d'un convertisseur analogique-digital, d'une mémoire locale et de tiroirs appropriés. Le signal visualisé sur l'écran de l'oscilloscope est converti en une succession de 512 valeurs numériques, chaque conversion s'effectue sur 10 bits. Lorsque le balayage de l'écran est plus rapide que 5mS, la numérisation d'un signal répétitif se fait par une technique d'échantillonnage aléatoire. Les facteurs d'échelle et les unités sur chaque canal sont enregistrés automatiquement.

L'instruction de moyennage utilisée fait appel à un programme du logiciel. Un nombre de moyennage de 32.768 ($2.^{15}$) peut être effectué.

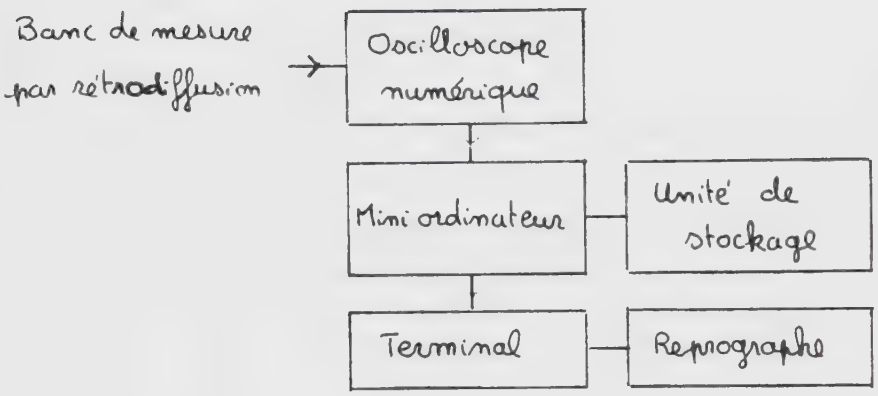


Fig. 16 : Schéma du système de traitement du signal.

II-8.2. PERFORMANCES DU SYSTÈME ET LIMITATIONS.

Le système de traitement numérique est pratique et performant, mais peut introduire des erreurs dans les mesures.

La précision de la base de temps de l'oscilloscope est d'après le constructeur de 2% environ, pour effectuer des mesures à grande précision, un étalonnage pourrait être réalisé. La numérisation du signal introduit une limite sur la résolution spatiale de la mesure correspondant à l'intervalle entre deux points, cette limite s'ajoute à celle qui provient de la largeur d'impulsion. Le convertisseur analogique-digital introduit dans la mesure un bruit de digitalisation et des non-linéarités.

Le système de moyennage introduit un bruit de quantification, mais permet par contre l'amélioration du rapport signal à bruit. Lorsque le signal est entaché d'un bruit aléatoire et de valeur moyenne nulle, le rapport signal à bruit en puissances est amélioré proportionnellement à la racine carré du nombre d'acquisitions. Soit n le nombre d'acquisitions, $(S/B)_o$ le rapport signal à bruit en puissance initial et $(S/B)_n$ le rapport signal à bruit après moyennage exprimés en décibels alors :

$$(S/B)_n - (S/B)_o = 5 \log_{10} n$$

Une caractéristique importante du moyennage est sa rapidité. Des courbes fournies par le constructeur indiquent les temps de moyennage en fonction de l'échelle de temps utilisé et de la fréquence de répétition du signal. Par exemple, la fréquence de répétition étant de 1kHz, le temps mis pour effectuer 1000 moyennages sur un calibre de 10µS (1km de fibre) est de 2mn environ et sur un calibre de 100µS (10 km de fibre) de 12S.

II-8.3. STRUCTURE DES PROGRAMMES EMPLOYÉS.

Les programmes mis au point permettent l'acquisition de signaux rétro-diffusés avec moyennage, leur mise en fichier éventuelle, différents calculs et la présentation graphique des résultats. Un programme principal de commande fait appel à cinq sous-programmes répondant chacun à des besoins spécifiques :

OPTION 1 : elle permet l'acquisition d'une courbe avec moyennage et l'enregistrement sur un fichier.

OPTION 2 : elle permet des calculs d'atténuation à partir d'un fichier et présente les étapes suivantes :

. acquisition d'une courbe sur fichier.
. calcul logarithmique.
. calcul de la pente entre deux points par la méthode des moindres carrés donnant l'atténuation de la fibre entre ces points.
. calcul de l'atténuation due à une discontinuité de la fibre.

OPTION 3 : elle permet le calcul de l'atténuation de la fibre à partir d'une mesure par chaque extrémité. Les étapes successives du calcul sont :

. acquisition des deux courbes sur deux fibres.
. inversion de l'une des courbes.
. centrage des deux courbes l'une par rapport à l'autre.
. calcul des courbes I (z) et D (z) (cf paragraphe I.4.2.2.).
. mise sur fichier éventuelle de I (z) ou D (z) permettant l'utilisation de l'option 2.
. calcul logarithmique.

OPTION 4 : elle est utilisée lors de l'étude des fibres en régime bimode pour isoler la contribution du second mode(cf paragraphe III.2.).

Les étapes successives sont :

. acquisition des deux courbes sur deux fichiers.
. calcul de la différence des deux courbes après une normalisation éventuelle.
. mise sur fichier du résultat permettant l'utilisation de l'option 2.

OPTION 5 : elle permet l'étude des fluctuations du signal pour les mesures dépendantes de la polarisation des fibres monomodes (cf paragraphe III.4.). Les différentes phases du calcul sont :

. acquisition d'une ou de deux courbes sur fichier.
. division d'une des courbes par l'autre ou par une fonction décroissante moyenne calculée et normalisation.
. analyse de l'amplitude des fluctuations.
. calcul du spectre des fluctuations par transformée de Fourier.
. analyse du spectre des fluctuations.

III - MESURES

III- MESURES.

III-1. MESURES DE FIBRES MULTIMODES.

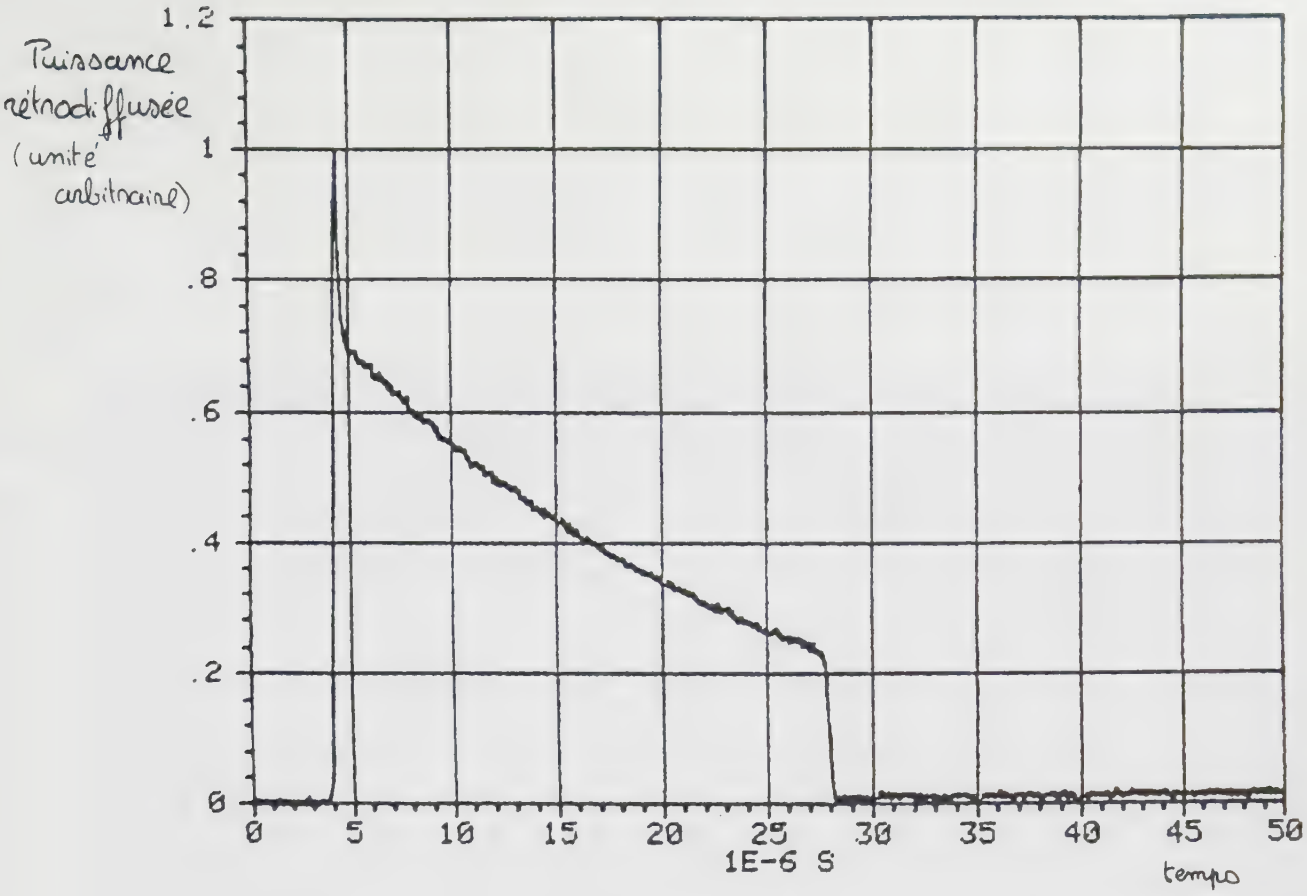
Des exemples de mesures réalisées sur des fibres multimodes sont donnés dans ce paragraphe.

III-1.1. MESURE D'ATTÉNUATION PAR UNE EXTRÉMITÉ DE LA FIBRE.

La mesure est réalisée par une analyse en rétrodiffusion effectuée à partir de l'une des extrémités de la fibre. Le signal rétrodiffusé obtenu après moyennage sur des échelles linéaires et logarithmique est présenté sur les figures 17a et 17b respectivement. Pour que la mesure soit significative, il faut qu'un dispositif mélangeur de modes soit utilisé et que la fibre soit très homogène de telle sorte que son facteur de rétrodiffusion soit constant sur sa longueur.

III-1.2. MESURE D'ATTÉNUATION AVEC EXCITATION SÉLECTIVE DE MODES.

Comme il l'a été précisé au paragraphe II.5., le waist du faisceau injecté dans une fibre multimode a un diamètre de 7µm typiquement, l'injection privilégie certains groupes de modes.
Une fibre multimode à gradient d'indice standard est mesurée, ses diamètres de coeur et de gaine sont respectivement 50µm et 125µm, l'ouverture numérique est 0,2. L'atténuation mesurée varie lorsque les caractéristiques de l'injection changent (dimension ou position du waist). Pour mettre en évidence ce phénomène, l'atténuation d'un même tronçon de la fibre est mesurée en fonction du déplacement latéral Δx de la fibre par rapport au faisceau injecté. Δx varie de 0, position pour laquelle le signal rétrodiffusé est maximum (fibre centrée) à 28µm, le signal étant alors très faible. L'évolution de α en fonction de Δx est présenté sur la figure 18. Le caractère sélectif de l'excitation est limité par la valeur du diamètre du faisceau injecté (7µm).



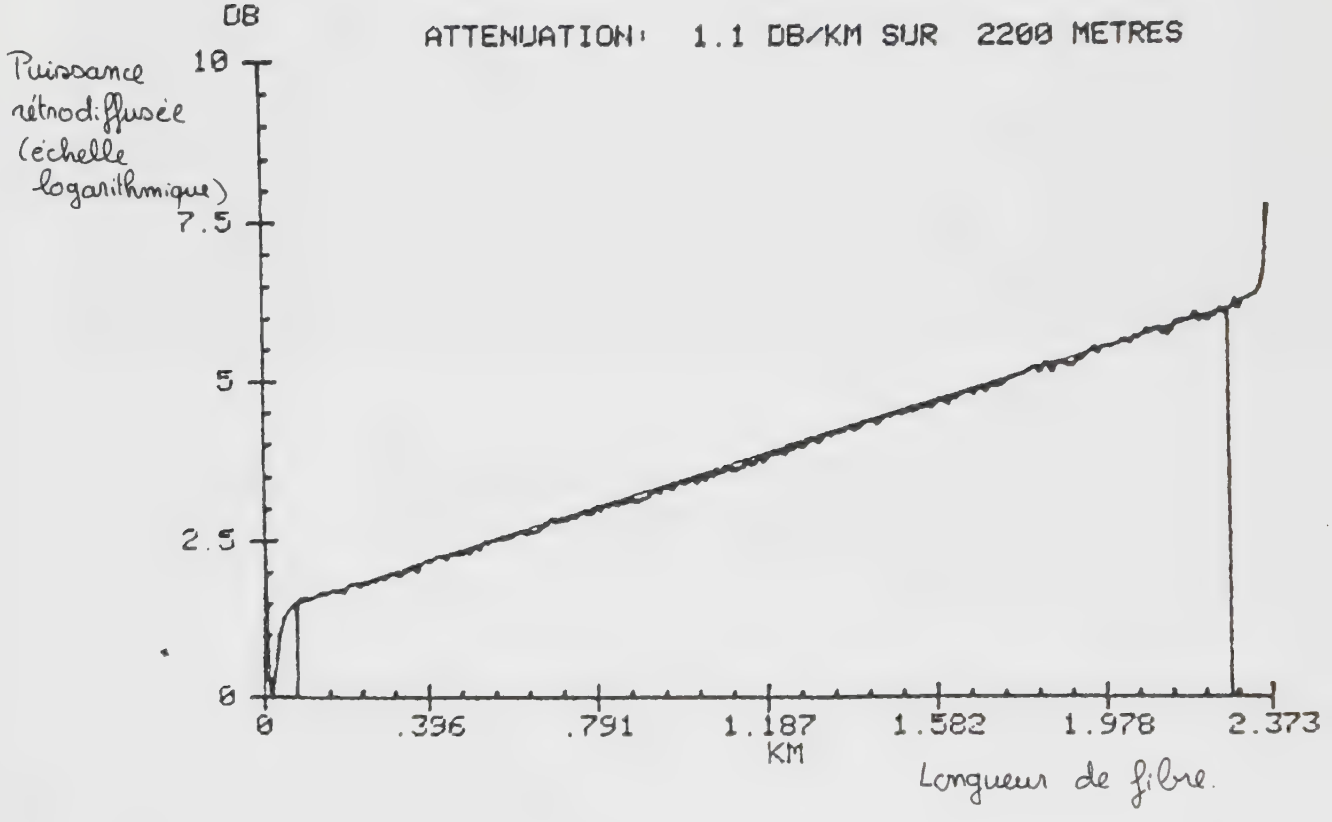


Fig. 17. a et b Mesure d'atténuation par une extrémité de la fibre.

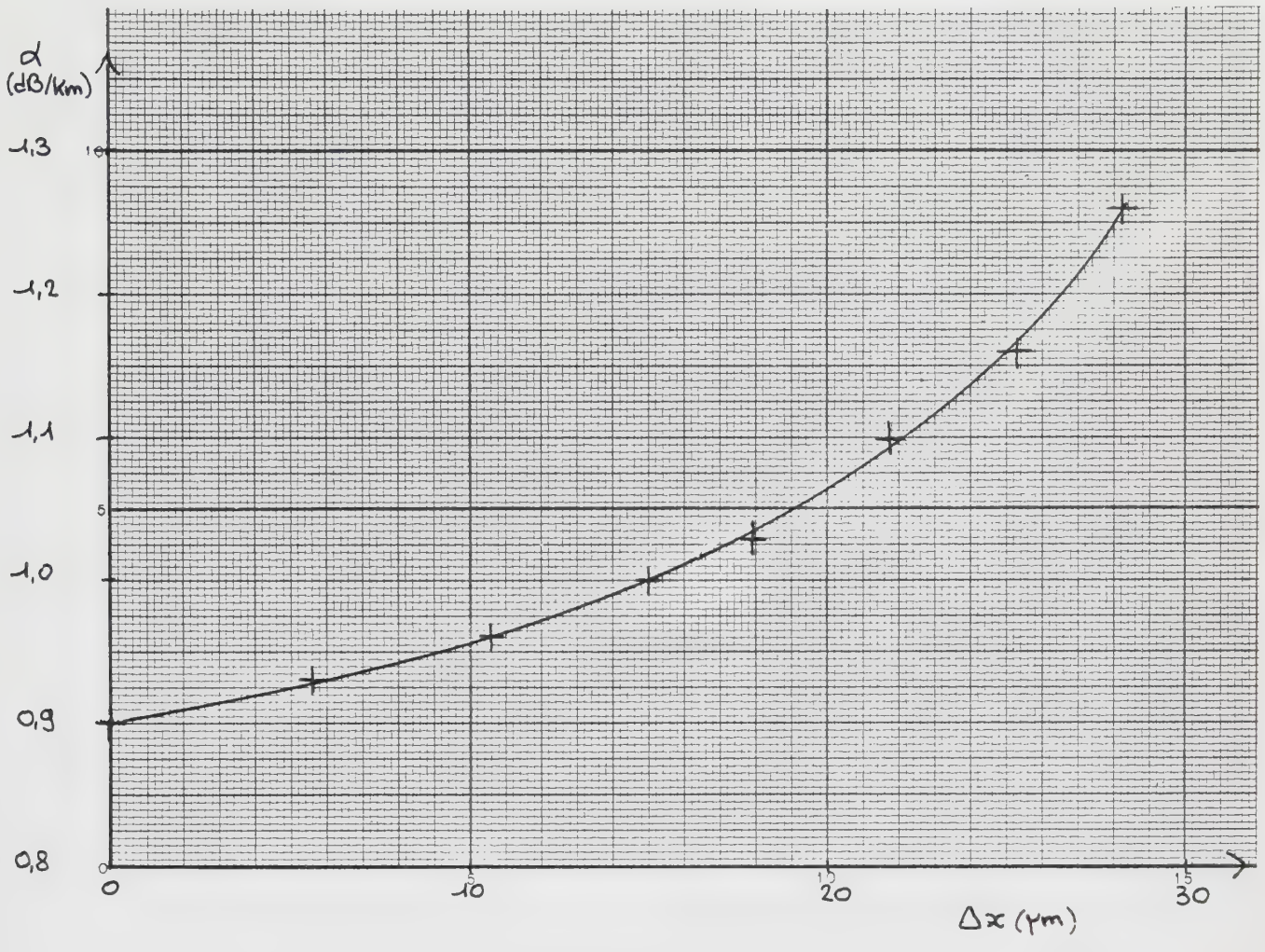


Fig.18 : Mesure d'atténuation d'une fibre multimode avec excitation sélective de modes.

Les résultats obtenus dépendent du groupe de modes excité à l'injection, de l'atténuation de ces modes et du couplage de modes pour le trajet aller, de l'excitation modale lors du phénomène de rétrodiffusion et enfin de l'atténuation et du couplage de modes pour le trajet retour. Les résultats ne sont pas directement exploitables, une bonne connaissance préalable de la fibre mesurée est nécessaire pour dissocier l'influence de différents facteurs. Ils mettent cependant en évidence que l'atténuation mesurée dépend fortement de l'excitation modale, pour obtenir des mesures significatives dans une fibre à faible couplage de modes, il faut utiliser un dispositif égalisateur de modes.

III-1.3. ANALYSE SÉLECTIVE DU SIGNAL RÉTRODIFFUSÉ.

Au paragraphe II.6., il a été mentionné la possibilité d'analyse sélective du signal rétrodiffusé. Pour cela, il suffit de remplacer la fibre de filtrage par une fibre monomode ou très faiblement multimode et de déplacer son extrémité dans l'image de la face d'entrée de la fibre à mesurer. La fibre de filtrage utilisée a un diamètre de coeur de 10µm, les conditions d'injection sont fixes , le faisceau injecté est centré sur l'axe de la fibre à mesurer et son waist a un diamètre de 7µm, les modes d'ordre bas sont excités préférentiellement. Les deux courbes de la figure 19 représentent le signal rétrodiffusé après normalisation pour deux positions de la fibre de filtrage.

Le processus de rétrodiffusion privilégie les modes d'ordre bas en début de fibre, une égalisation intervient au bout une certaine longueur de fibre. Ce phénomène est du au couplage entre modes d'ordre bas et modes d'ordre élevés au cours de la propagation dans la fibre et lors du processus de rétrodiffusion. Cette observation est rendue possible par l'excitation très sélective de la fibre et l'analyse très sélective du signal rétrodiffusé.

Des mesures de la répartition modale du signal rétrodiffusé ont déjà été rapportées [20,21], elles ont été effectuées avec une source moins directive (diode laser) et la détection s'effectue en déplaçant le détecteur muni d'un diaphragme.

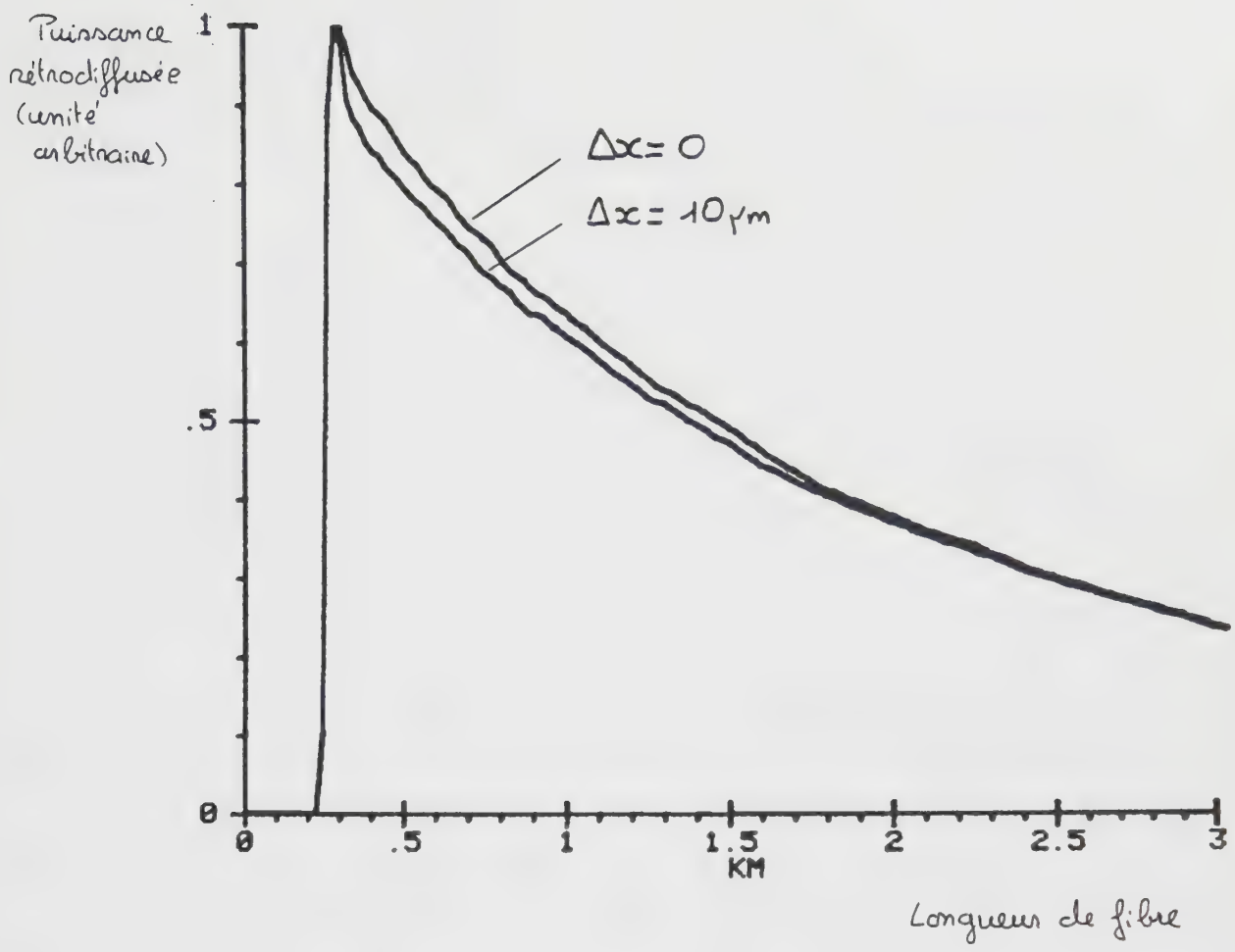


Fig. 19. Analyse sélective du signal rétrodiffusé

III-1.4. MESURE D'UNE FIBRE PAR LES DEUX EXTRÉMITÉS.

Quatre fibres de caractéristiques volontairement très différentes d'un même câble sont épissurées entre elles. Une mesure par rétrodiffusion à partir de chaque extrémité est réalisée : les courbes $\overrightarrow{P}(z)$ et $\overleftarrow{P}(z)$ sont enregistrées et les courbes I (z) et D (z) définies au paragraphe I.4. sont calculées. Les quatre courbes sont présentées sur la figure 20.

La courbe D (z) permet de mesurer l'atténuation de chaque fibre et les pertes d'insertion pour un trajet aller et retour des épissures. La courbe I (z) met en évidence les variations du facteur de rétrodiffusion le long de la liaison, une variation brutale intervient à chaque épissure mais la valeur de I (z) reste sensiblement constante le long d'une même fibre. Une légère variation de I (z) intervient sur la quatrième fibre, ce comportement est probablement du au fait qu'il n'y a pas de mélangeur de mode à l'injection, la répartition modale de l'énergie dans cette section de fibre n'est pas la même pour $\overrightarrow{P}(z)$ et $\overleftarrow{P}(z)$ (cf paragraphe I.4.2.2.)

Il est à noter que la première épissure est quasiment invisible sur la courbe $\overleftarrow{P}(z)$ car la différence des coefficients de rétrodiffusion entre les deux fibres compense les pertes d'insertion. La seconde épissure sur la courbe $\overrightarrow{P}(z)$ se traduit par une augmentation du signal rétrodiffusé car l'augmentation du coefficient de rétrodiffusion est plus forte que les pertes d'insertion. Ces deux exemples montrent les limites d'emploi de la méthode de rétrodiffusion avec accès à une seule extrémité de fibre.

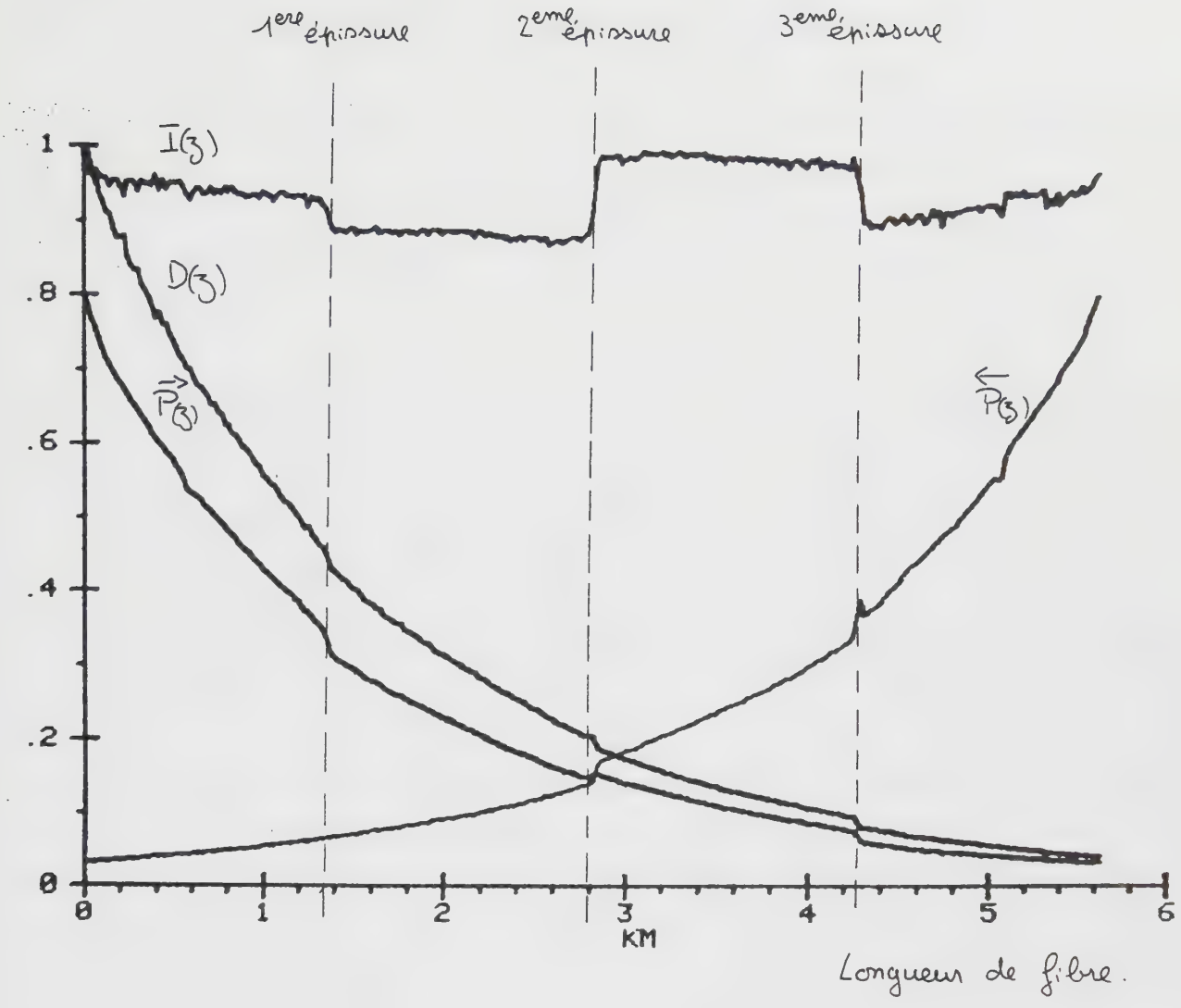


Fig.20. Mesure d'une fibre par les deux extrémités.

III-1.5. MESURE À GRANDE DYNAMIQUE.

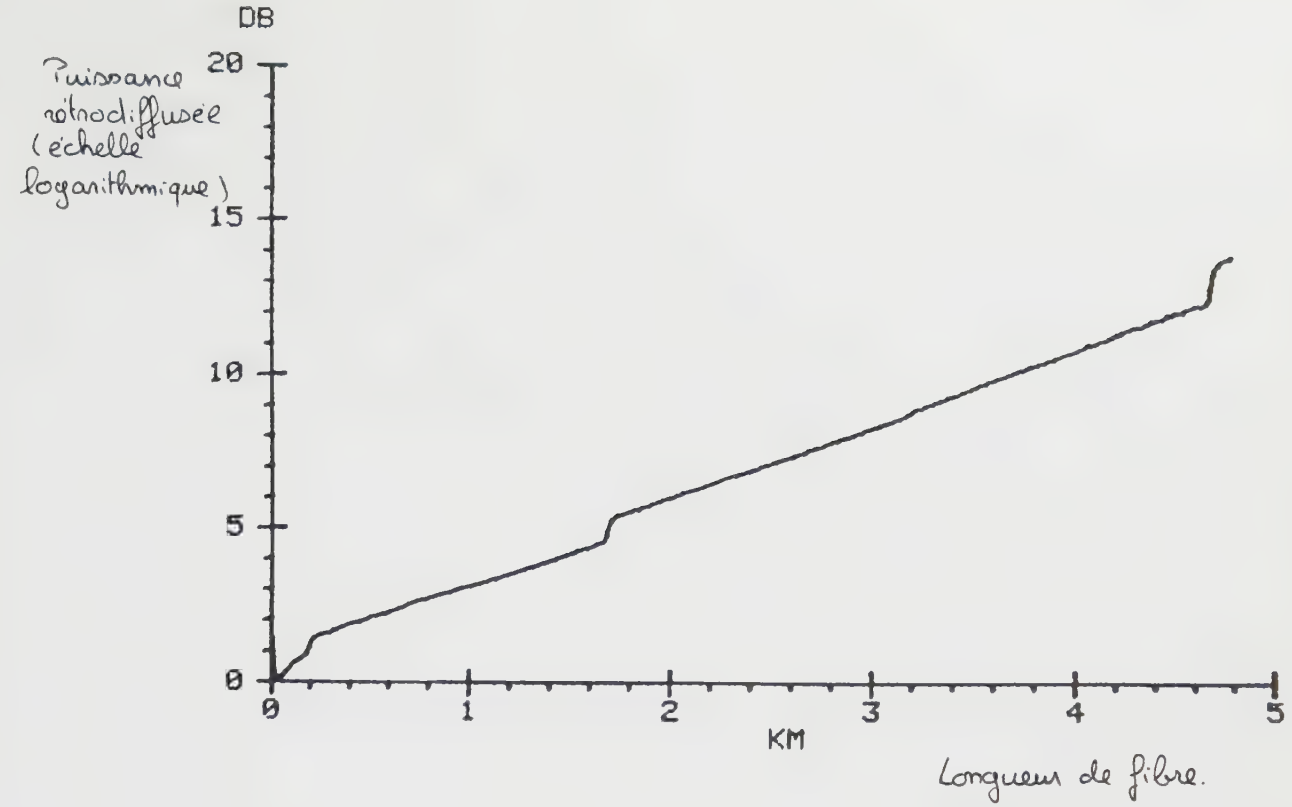
Une fibre de grande longueur a été mesurée par rétrodiffusion afin de comparer la portée obtenue expérimentalement à la portée estimée à partir des caractéristiques du montage et de la fibre.

La fibre mesurée est constituée de tronçons de 1,5km de fibres câblées de caractéristiques très hétérogènes, certains tronçons ont été volontairement câblés sous contraintes. L'ensemble de ces fibres représente une longueur totale de 20km. Les conditions de mesure sont précisées dans le tableau 5.

Le détecteur étant saturé par la puissance rétrodiffusée en début de fibre la mesure se fait en deux temps : mesure du début de la fibre avec atténuation de la puissance optique détectée, mesure de la fin de la fibre sans atténuateur. Les deux courbes obtenues sont présentées sur la figure 21. Sur la seconde courbe l'écho de sortie est visible mais au delà de 15,5km, le signal rétrodiffusé devient inférieur au bruit. Si l'on se fixe par exemple un rapport signal à bruit minimum de 12dB la portée de la mesure d'atténuation est de 14km.

La portée de la mesure d'atténuation peut être estimée à partir des caractéristiques du montage et de la fibre. Les formules 24 et 25 (I.5.1.) sont utilisées pour calculer la dynamique du montage et la distance de fibre mesurable. Les valeurs des différents termes de ces relations sont récapitulées dans le tableau 6 avec les résultats du calcul. La portée de la mesure d'atténuation est estimée à 16km pour une atténuation moyenne, épissures comprises, de 1,3dB/km. Cette valeur est légèrement supérieure à la portée expérimentale, la différence peut s'expliquer par les incertitudes cumulées sur les valeurs des paramètres du montage. Le bruit du détecteur a peut être été sous estimé et la valeur de l'amélioration du rapport signal à bruit du au moyennage est peut être trop optimiste.

Les conditions de mesure pourraient être améliorées et la portée augmentée. Au paragraphe I.5.1., la valeur théorique de la portée réalisable a été estimée à 26km environ avec une atténuation de 1,3dB/km.



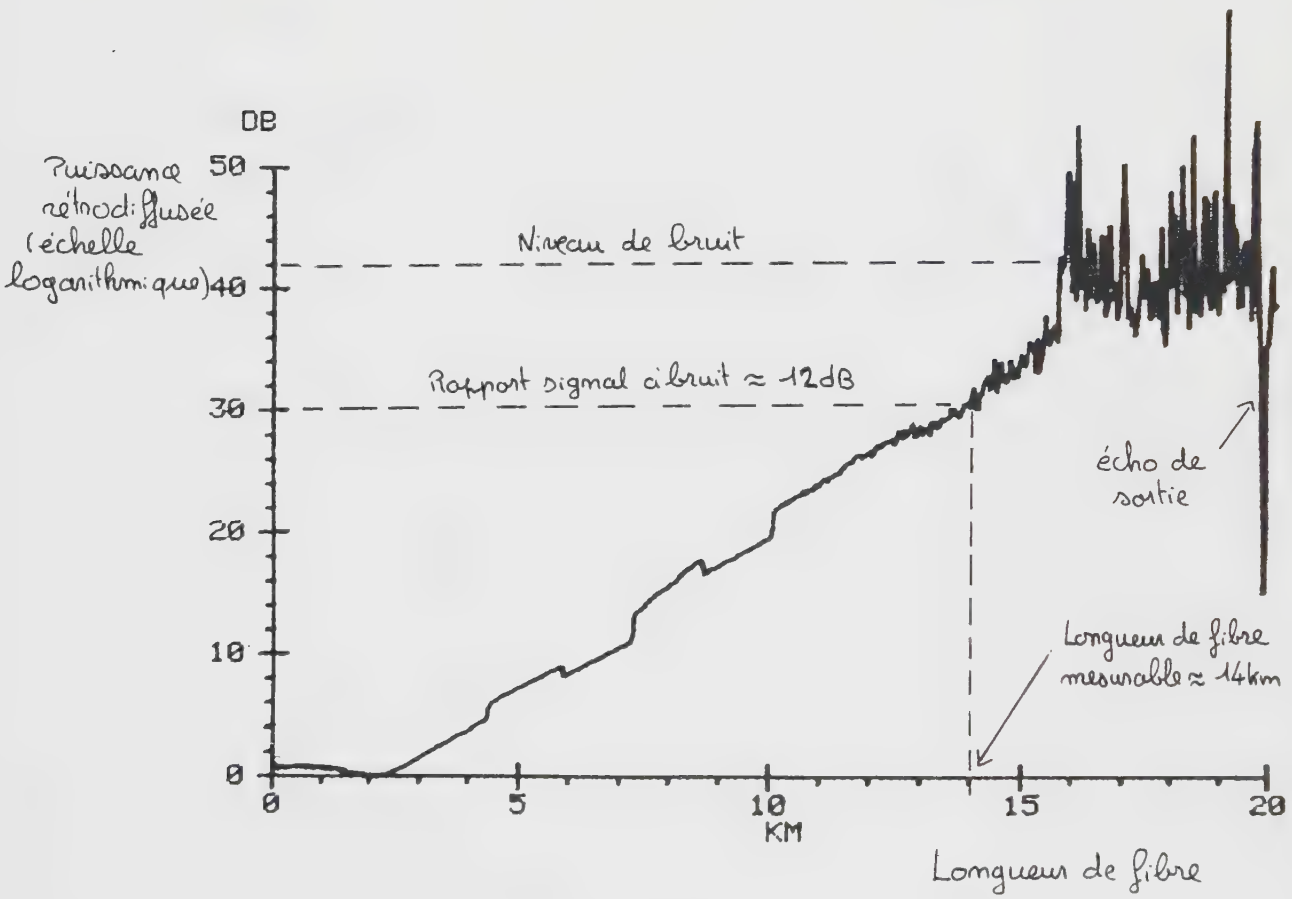


Fig. 21. Mesure à grande dynamique (liaison de 20 km)
a: début de la liaison.
b: fin de la liaison.

TABLEAU 5. Rétrodiffusion longue portée, paramètres de mesure.

Longueur d'onde λ (µm)	1,06
Puissance injectée Po (W)	7
Largeur d'impulsion τ (ns)	200
Transmission du système optique de détection T_D	0,10
Bande passante du détecteur (MHz)	50
NEP ($W.Hz^{-\frac{1}{2}}$)	$1,6.10^{-13}$
Coefficient d'atténuation (dB/km)	1,3
Coefficient de diffusion (dB/km)	0,8
Ouverture numérique de la fibre	0,18
Nombre de moyennages	1024
Rapport S/B en fin de mesure (dB)	12

TABLEAU 6. Rétrodiffusion longue portée, calcul de la dynamique et de la porté

Po	(dB)	8
P_{Min}	(dB)	- 89
SBM	(dB)	15
T_D	(dB)	12
D	(dB)	101
R	(dB)	- 47
SB	(dB)	12
αL	(dB)	22
L	(km)	16

III-2. ANALYSE DE FIBRES EN RÉGIME BIMODE.

III-2.1. INTRODUCTION :

Le premier mode d'une fibre optique désigné LP_{01} est en fait un groupe de deux modes, de directions de polarisation orthogonales, le second mode désigné LP_{11} est un groupe de quatre modes. Plusieurs publications ont montré l'intérêt de fibres opérant dans le régime bimode. Lorsque la dispersion intermodale est minimisée, les bandes passantes obtenues sont comparables à celles des fibres monomodes, mais les diamètres de coeur étant plus grands, les tolérances au couplage sont beaucoup moins sévères [22, 23]. Cet avantage majeur est conservé si la fibre fonctionne en régime monomode après filtrage du second mode [24]. L'analyse de fibres bimodes par la méthode de rétrodiffusion n'a pas encore été mentionnée.

Les fibres conçues pour un fonctionnement monomode à 1.3µm sont en général bimodes à 1.06µm. Des lasers fonctionnant à 1.06µm étant commercialisés sous forme relativement compacte, l'analyse par rétrodiffusion de fibres en régime bimode présente un intérêt pratique pour détecter ou localiser des défauts. Cette méthode n'est cependant intéressante que si les contributions des premier et second modes peuvent être facilement distinguées. Des résultats expérimentaux sont donnés pour montrer les possibilités et les limites de cette méthode.

III-2.2. SIGNAL RÉTRODIFFUSÉ EN RÉGIME BIMODE.

Le signal rétrodiffusé est composé de deux contributions dues aux premier et second modes, leur importance relative dépend des conditions d'injection dans la fibre et la contribution du second mode peut être éliminée par courbure de la fibre.

.a. FILTRAGE DU SECOND MODE PAR COURBURE DE LA FIBRE :
La longueur d'onde de mesure (1.06µm) est proche de la longueur d'onde de coupure du second mode (typiquement 1.2µm).

Les pertes par courbure pour le second mode sont beaucoup plus importantes que pour le premier mode, une courbure de la fibre peut être utilisée pour effectuer un filtrage du second mode (24).

Le passage du régime bimode au régime monomode peut être vérifié par observation du signal rétrodiffusé. Cet effet est mis en évidence pour deux fibres différentes sur les figures 22a et 23a. Pour ces deux fibres l'atténuation du second mode est importante et le régime monomode est atteint naturellement, sans filtrage de mode après une certaine longueur. Le rayon de courbure utilisé est généralement compris entre 4 et 10mm.

.b. INFLUENCE DES CONDITIONS D'INJECTION :

L'importance relative des contributions au signal rétrodiffusé des premier et second modes dépend des conditions d'injection. La puissance injectée étant optimisée en régime monomode, une excitation plus sélective du second mode est obtenue par déplacement latéral de la fibre. Un exemple de mesures réalisées est présenté sur la figure 24a. La courbe inférieure est obtenue après filtrage du second mode, les courbes supérieures sont obtenues sans filtrage de mode pour trois positions de la fibre par rapport au faisceau injecté : Δx = 0,4 et 6.5µm. La puissance injectée étant réduite par la translation de la fibre, les courbes sont normalisées en prenant pour référence le signal rétrodiffusé près de la sortie de la fibre où le régime monomode est établi dans tous les cas.

III-2.3. SÉPARATION DES CONTRIBUTIONS DU PREMIER ET DU SECOND MODES.

Les contributions au signal rétrodiffusé du premier et du second modes sont séparées par le calcul de la différence entre les signaux associés aux régimes bimode et monomode. Les deux contributions notées respectivement $P_{r1}(z)$ et $P_{r2}(z)$ sont données par les relations :

$$P_{r_1}(z) = 0{,}5\, v_{g_1} \tau\, \alpha_{d_1}(z)\, S_1(z)\, P_1 \exp\left[-2\alpha_1(z)\, z\right]$$
$$P_{r_2}(z) = 0{,}5\, v_{g_2} \tau\, \alpha_{d_2}(z)\, S_2(z)\, P_2 \exp\left[-2\alpha_2(z)\, z\right] \qquad (26)$$

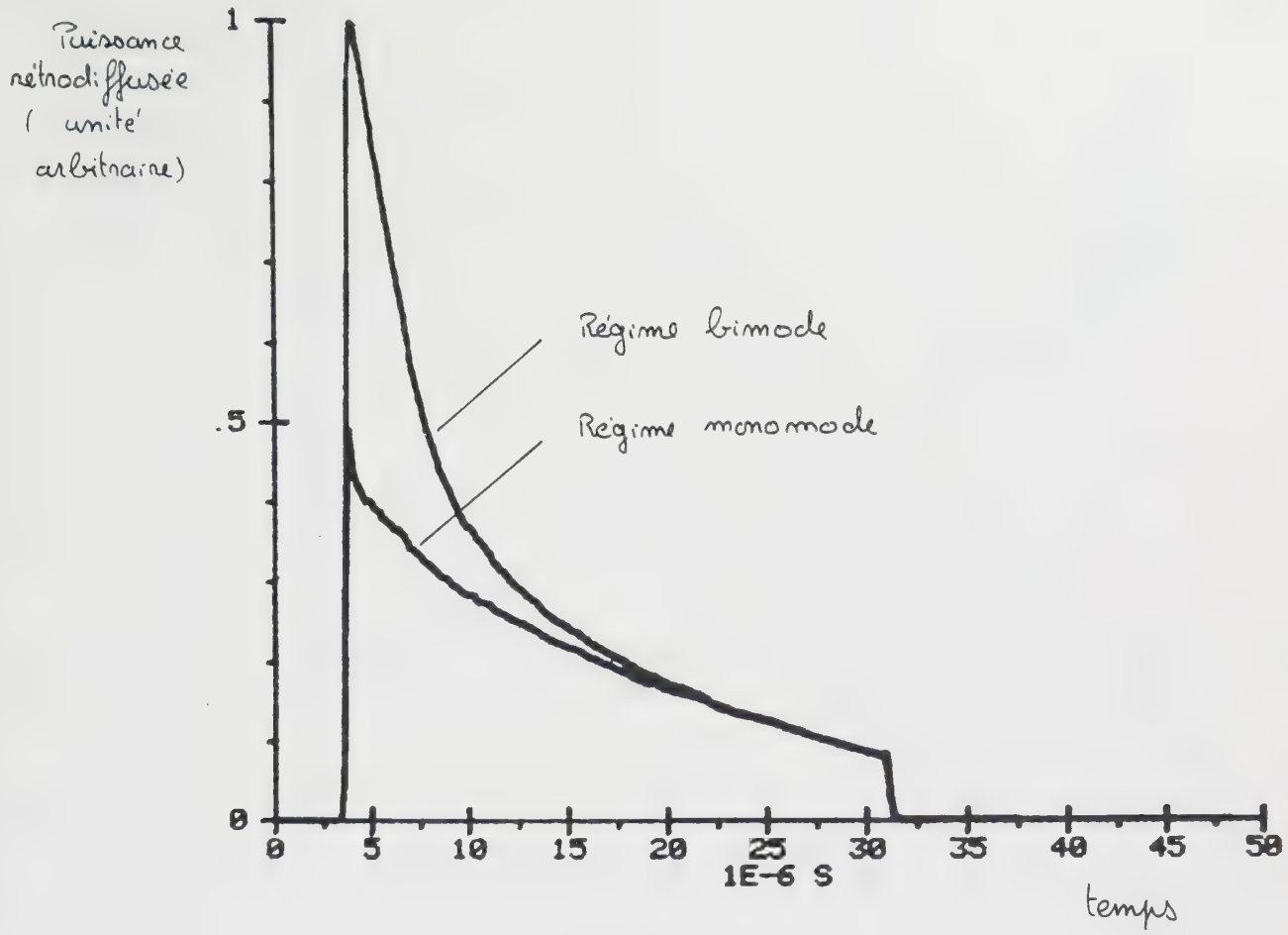


Fig. 22.a.

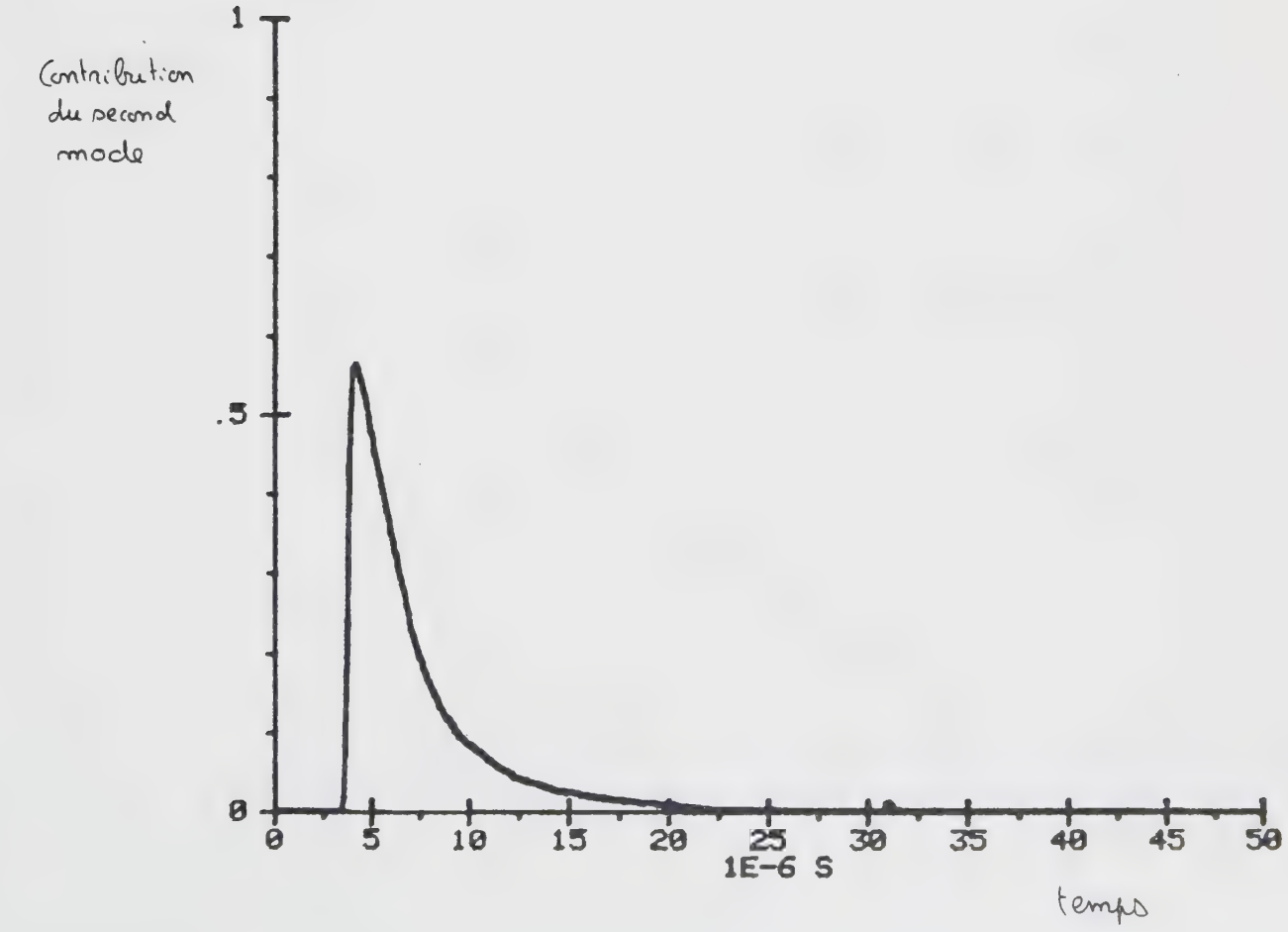


Fig. 22.b.

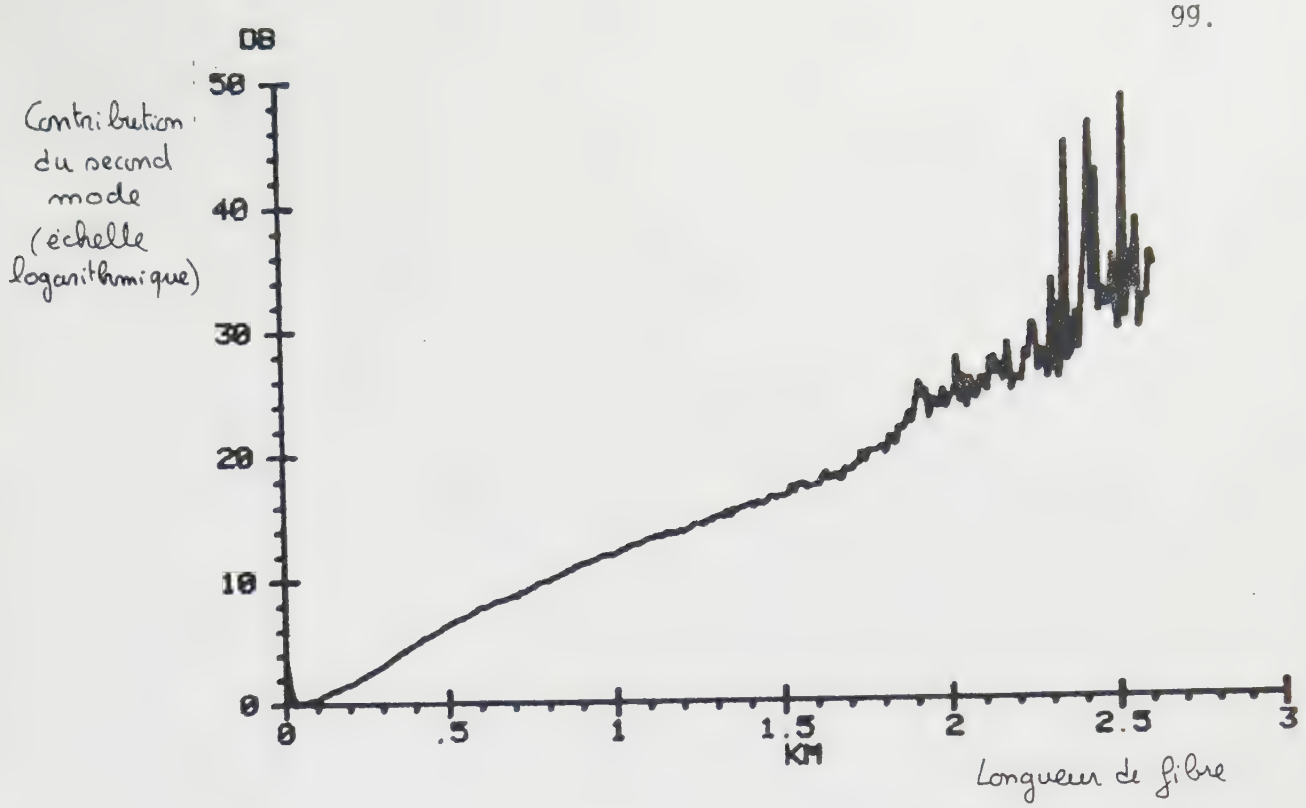


Fig. 22.c.

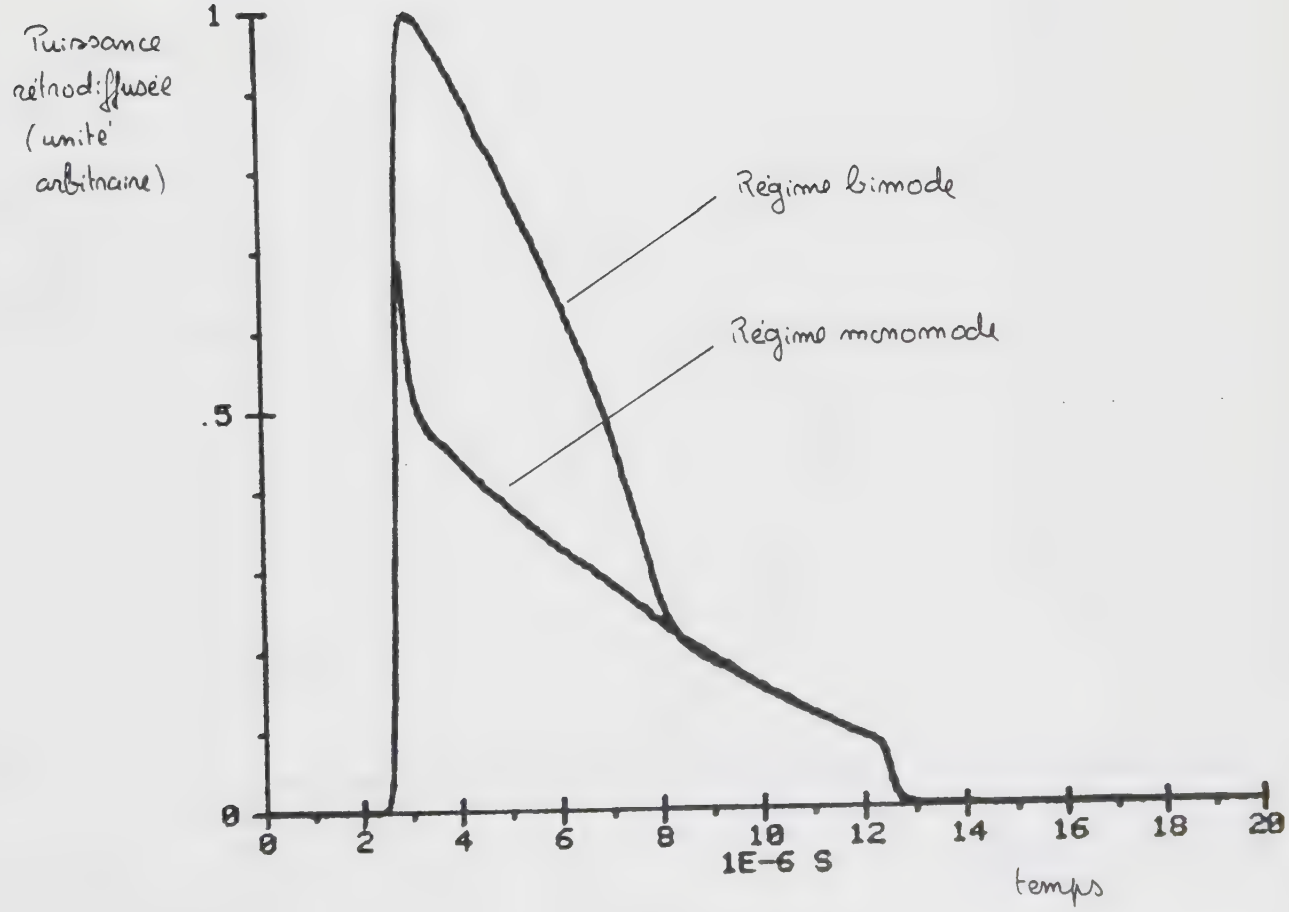


Fig. 23.a.

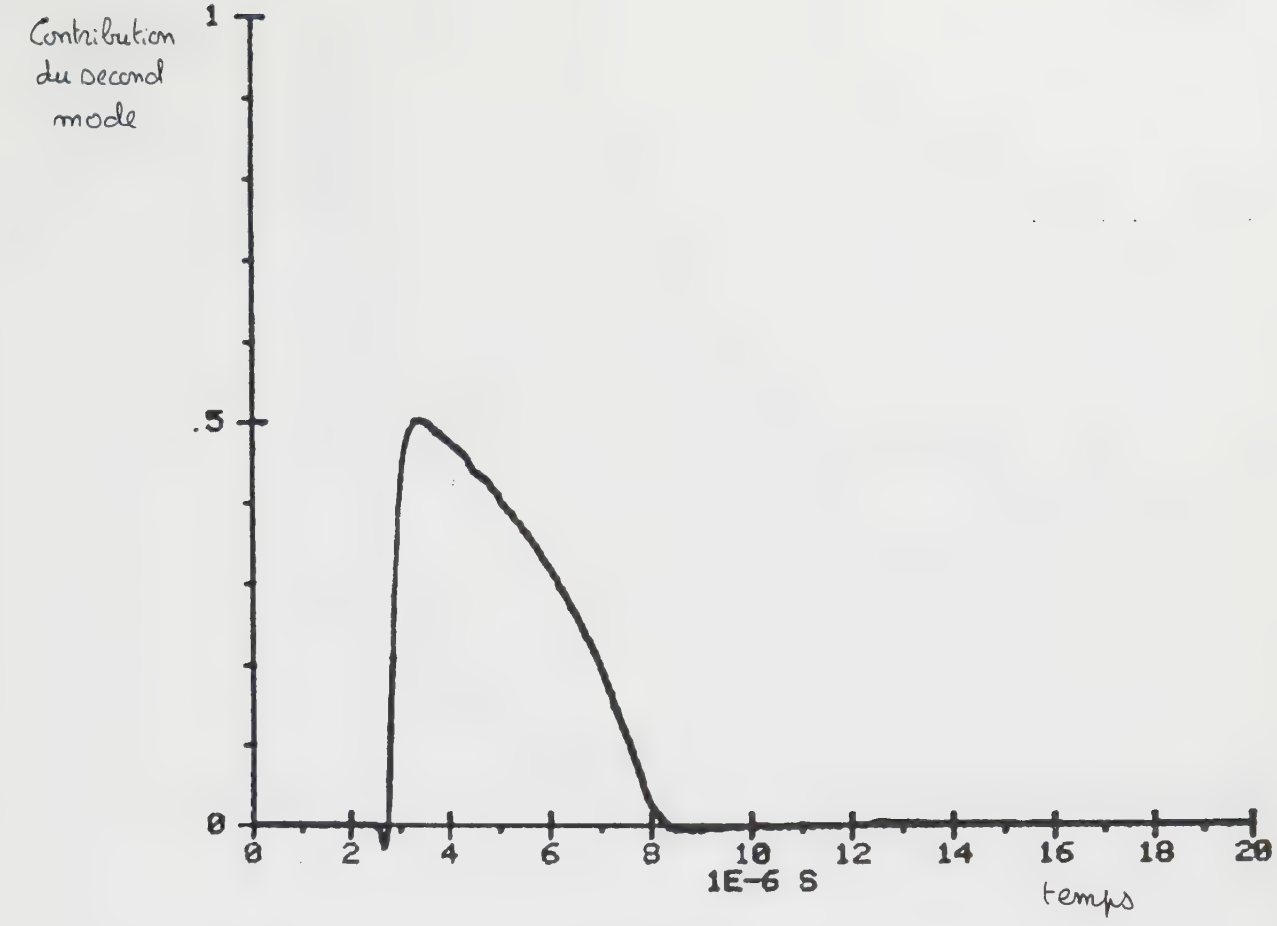


Fig. 23.b

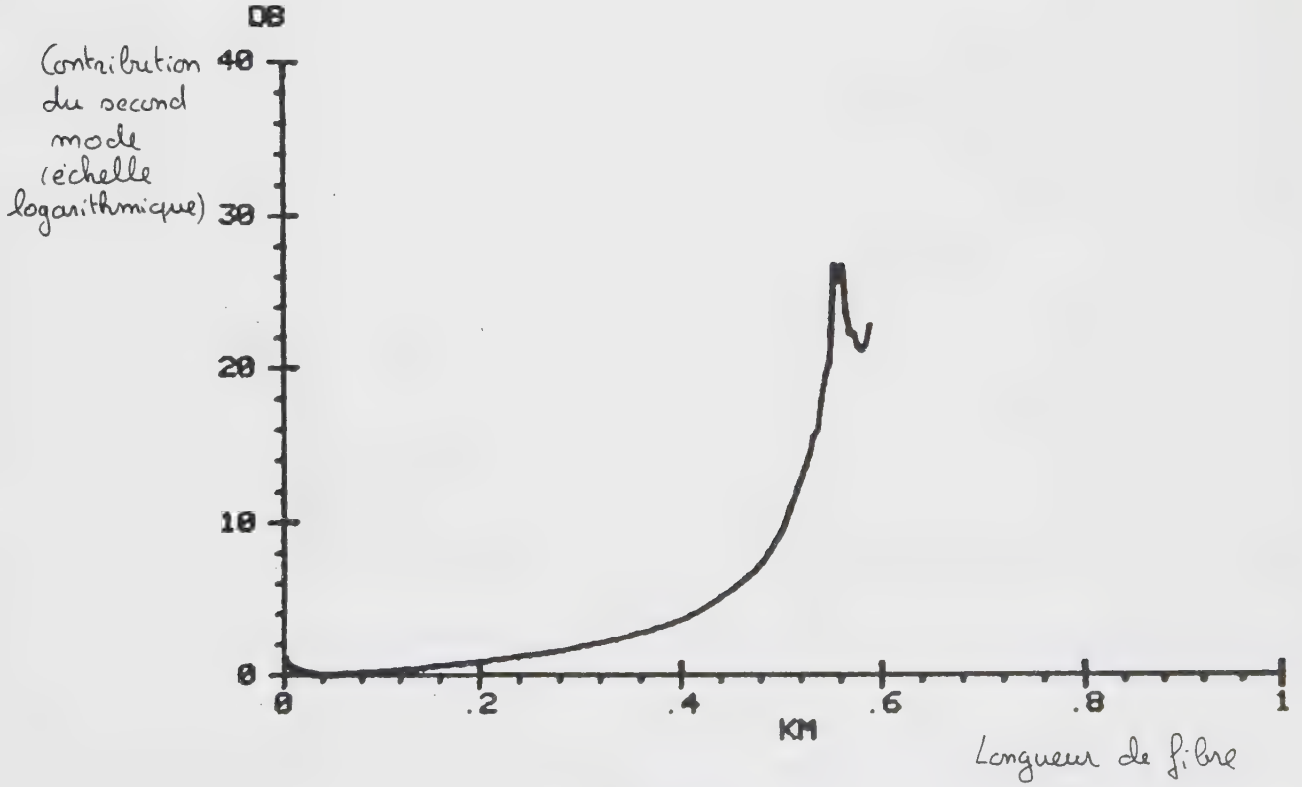


Fig. 23.c.

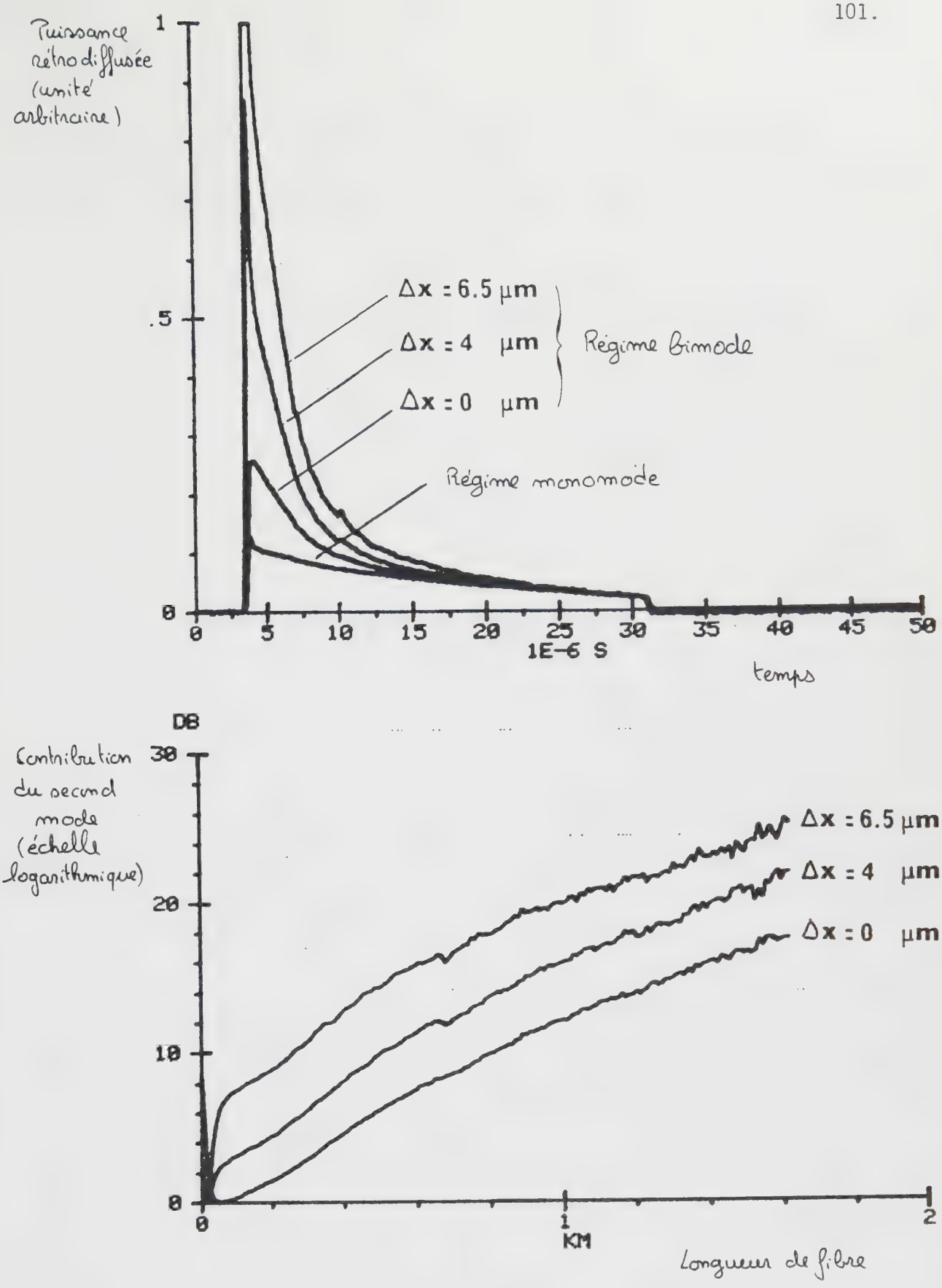


Fig.24.a.et b. Etude du régime bimode en fonction des conditions d'injection.
a. Puissances rétrodiffusées.
b. Contributions du second mode

Les indices 1 et 2 sont associés respectivement au premier et second modes. L'expression de $P_{r2}(z)$ est obtenue par analogie avec l'expression équivalente en régime monomode (formule 2 du paragraphe 1.3.1.).

.a. JUSTIFICATION :
L'opération réalisée est justifiée par des résultats expérimentaux et sous certaines hypothèses par le formalisme de la rétrodiffusion.

L'amplitude du signal rétrodiffusé par une fibre monomode est donnée par le formalisme de Brinkmeyer (5). Ces résultats présentés au paragraphe I.3.3. peuvent être étendus au régime bimode en prenant les équations sous leur forme vectorielle complète et en décomposant le faisceau injecté sur les six modes de la fibre. La forme vectorielle complète de la formule 13, contient le produit scalaire du moment dipolaire excité par le champ incident et du champ du mode à exciter. Si $\Delta\chi$ comme le suppose Brinkmeyer est un bruit blanc spatialement et n'a pas une forme tensorielle complexe, le champ incident et le moment dipolaire excité sont colinéaires. Comme le produit scalaire entre deux modes différents est nul, la contribution de chaque mode peut être traitée séparément. Ainsi, pour une fibre parfaite aucun couplage de mode n'intervient lors du processus de rétrodiffusion. Un couplage de mode peut intervenir au cours de la propagation dans la fibre, nous supposerons que le couplage entre les deux groupes de modes est faible au cours de la propagation. Nous supposerons également que les contributions au signal rétrodiffusé des deux groupes de modes peuvent être additionnées de façon incohérente.

Une justification expérimentale de l'indépendance des deux groupes de mode est donnée par l'observation des fluctuations du signal avec un système de détection dépendant de la polarisation. Les fluctuations du signal sont dues aux battements entre les deux modes qui constituent le mode fondamental. Leur forme et leur amplitude ne dépendent pas de la contribution du second groupe de modes qui apparait comme un fond continu. Ce comportement est peut être du à la résolution spatiale limitée de notre montage. Une autre justification est donnée avec un système de détection indépendant de la polarisation par la comparaison entre les contributions du second mode pour différentes conditions d'injection.

Ces contributions sont proportionnelles entre elles, les résultats sont détaillés plus loin.

Le faible couplage entre les deux groupes de modes est vérifié par observation de la lumière transmise lorsque le laser YAG fonctionne en régime déclenché et mode bloqué. Lorsque le second mode est filtré en début de fibre, il est absent en sortie de la fibre , ce qui signifie qu'il n'est pas excité au cours de la propagation.

L'indépendance entre les contributions des deux modes est une bonne approximation pour l'analyse par rétrodiffusion des fibres qui ont été mesurées jusqu'à présent avec le dispositif décrit plus haut.

.b. ANALYSE DE LA CONTRIBUTION DU PREMIER MODE :

Compte tenu des observations mentionnées au paragraphe III.2.2., le filtrage du second mode, obtenu par exemple par courbure de la fibre, est nécessaire pour réaliser des mesures significatives de l'atténuation du mode fondamental. Cette méthode est utilisée systématiquement pour toutes les mesures courantes d'atténuation. Des résultats de mesures sont donnés au paragraphe III.3.

.c. ANALYSE DE LA CONTRIBUTION DU SECOND MODE :

MESURES D'ATTENUATION :

La contribution du second mode pour les deux fibres mentionnées au paragraphe III.2.2a. est calculée à partir des courbes 22a et 23a. Les résultats de ces opérations sont portés sur les figures 22b et 23b, les expressions semi-logarithmiques de ces courbes sont présentées sur les figures 22c et 23c respectivement. Bien que la première fibre soit assez homogène sur sa longueur, l'atténuation du second mode varie de 8dB/km à 5dB/km environ. Les variations de l'atténuation du second mode sont beaucoup plus importantes pour la seconde fibre qui est très inhomogène sur sa longueur. La longueur d'onde de coupure est de 0.9µm à une extrémité et de 1.2µm à l'autre, l'injection se fait par l'extrémité bimode. L'atténuation du second mode est de l'ordre de 3dB/km en début de fibre, elle augmente progressivement jusqu'à une distance de 550m de la face d'entrée où le second mode disparait, la fibre est alors monomode pour la longueur d'onde de mesure (1.06µm).

Pour vérifier l'indépendance des contributions des deux modes, l'atténuation du second mode est mesurée pour différentes conditions d'injection sur la même fibre. La contribution du second mode est calculée à partir des courbes de la figure 24a pour trois positions latérales de la fibre par rapport au faisceau injecté et un calcul logarithmique est effectué. Les résultats de ces opérations sont présentés sur la figure 24b. Les pentes des courbes qui représentent l'atténuation du second mode sont identiques, les contributions du second mode obtenues pour différentes conditions d'injection sont proportionnelles entre elles.

Il faut noter que le facteur de rétrodiffusion du second mode peut varier le long de la fibre. Une mesure d'atténuation du second mode plus précise pourrait être réalisée comme dans le cas de fibres monomodes en effectuant une mesure par chaque extrémité de la fibre. Cette méthode n'est pas applicable aux deux fibres présentées car l'atténuation du second mode est trop importante.

.FACTEUR DE RETRODIFFUSION DU SECOND MODE

Le facteur de rétrodiffusion du second mode en début de fibre peut être estimé en valeur relative par comparaison avec celui du premier mode. Pour cela, les rapports entre les puissances injectées et entre les puissances rétrodiffusées en régime bimode et monomode sont mesurés en début de fibre. La puissance injectée est optimisée en régime monomode, la fibre mesurée est celle de la figure 22. Les résultats obtenus sont :

$$\frac{P_{r_1}(0) + P_{r_2}(0)}{P_{r_1}(0)} \approx 2{,}1$$

$$\frac{P_1 + P_2}{P_1} \approx 1{,}25$$

En utilisant les formules 26 et en supposant que $v_{g1} \approx v_{g2}$ il est obtenu :

$$\alpha_{d_2} S_2 \approx 4.4 \alpha_{d_1} S_1$$

L'incertitude importante sur cette valeur (environ 20%) provient principalement des instabilités de la source (5%). Des estimations de la valeur relative du facteur de rétrodiffusion du second mode ont été réalisées sur d'autres fibres, les résultats sont du même ordre de grandeur.

. EXEMPLE DE COUPLAGE ENTRE LE PREMIER ET LE SECOND MODE.

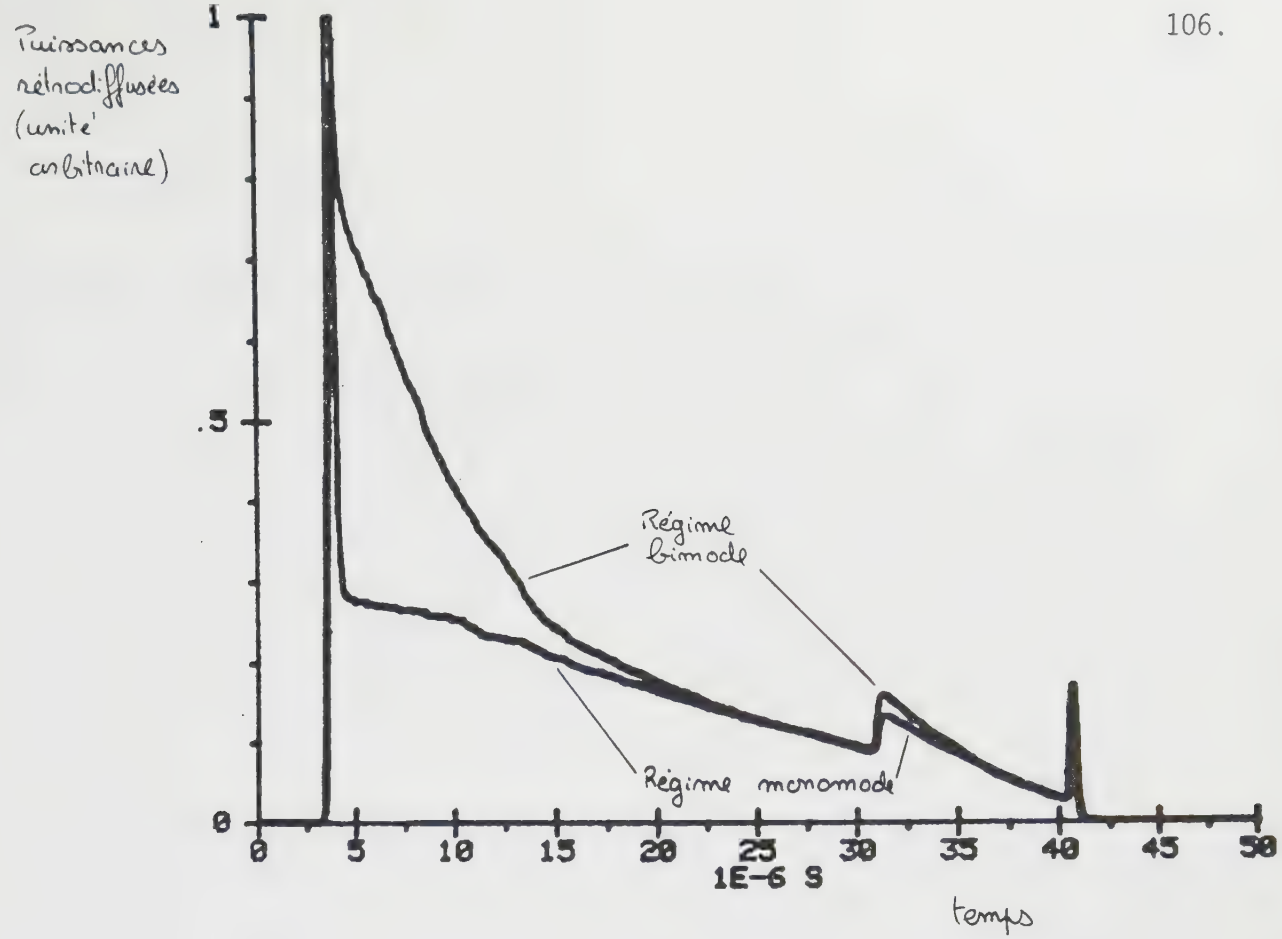
Pour mettre en évidence une limitation de la méthode proposée, une ligne de transmission avec un couplage localisé important entre le premier et le second mode est réalisée.

Pour cela, les deux fibres présentées sur les figures 22 et 23 qui ont des caractéristiques très différentes ont été épissurées entre elles. Au niveau de l'épissure, les fibres toutes deux bimodes ont respectivement les caractéristiques suivantes : diamètre de coeur $\emptyset_{c1} = 7\mu m$, différence d'indices $\Delta n_1 = 6.10^{-3}$, $\emptyset_{c2} = 5\mu m$, $\Delta n_2 = 13.7\ 10^{-3}$.

Les signaux rétrodiffusés par la ligne de transmission sont présentés sur la figure 25a. La courbe supérieure est obtenue sans filtrage de mode, la courbe inférieure est obtenue avec un double filtrage du second mode : près de la face d'entrée et juste après l'épissure. Un couplage intervenant entre le premier et le second mode au niveau de l'épissure, le double filtrage est nécessaire pour obtenir un comportement monomode tout au long de la ligne de transmission, le filtrage de modes effectué près de la face d'entrée n'est plus suffisant.

L'expression logarithmique de la différence entre les deux courbes est calculée et le résultat est présenté sur la figure 25b. Même en l'absence de filtrage de mode, près de l'entrée, le second mode est atténué par la première fibre et son influence est négligeable avant l'épissure. La contribution du second mode au signal rétrodiffusé après l'épissure est due au couplage du premier vers le second mode lors du trajet aller dans l'épissure et au couplage du second vers le premier mode, lors du trajet retour.
Si le second mode est excité dans la première fibre au trajet retour, sa contribution est atténuée après propagation dans la fibre.

Cet exemple extrême montre que si un couplage important entre les deux modes, localisé ou non, intervient dans la ligne de transmission, la séparation des contributions des deux modes au signal rétrodiffusé au moyen d'un filtrage de mode à l'entrée n'est plus possible.



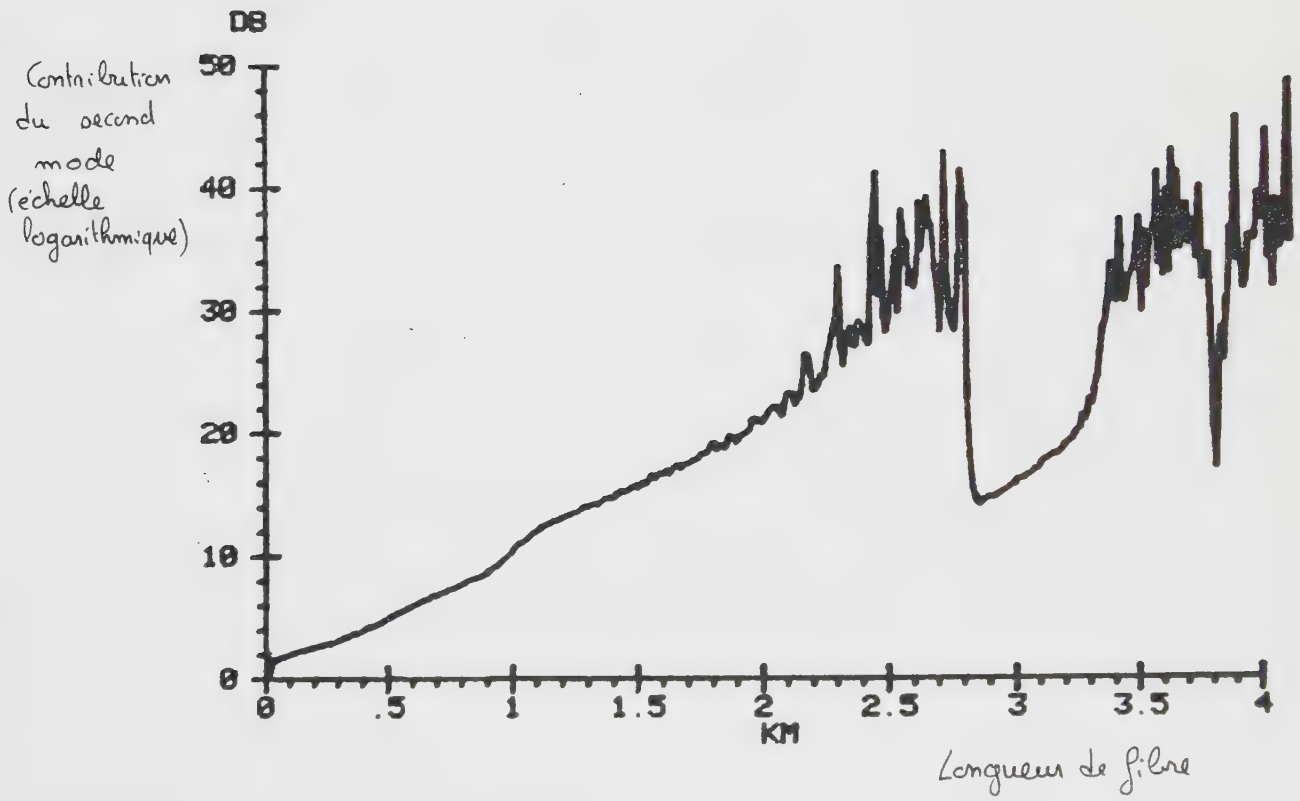


Fig.25.a et b Exemple de couplage entre le premier et le second mode
a : Puissances rétrodiffusées
b : Contribution du second mode

III-2.4. CONCLUSION.

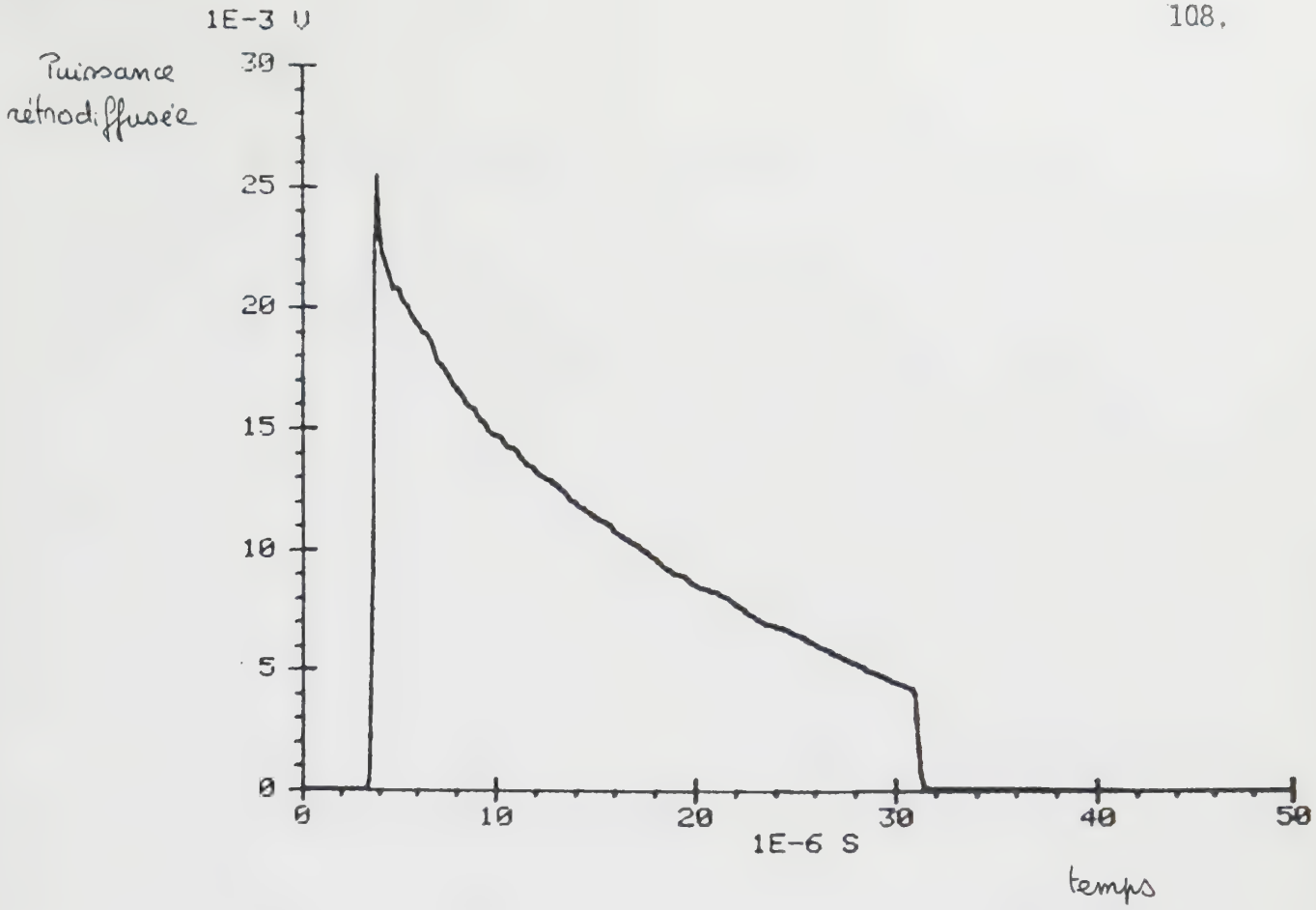
Le premier intérêt de cette étude est de justifier le filtrage du second mode pour obtenir une mesure significative de l'atténuation d'une ligne de transmission dans le régime monomode. La mesure de l'atténuation du second mode est intéressante pour déterminer l'influence de la longueur de la ligne de transmission sur la longueur d'onde de coupure effective; bien sur, cet intérêt est limité du fait que cette atténuation n'est mesurée qu'à une longueur d'onde. Enfin, la propagation du second mode, près de la longueur d'onde de coupure est très sensible à des perturbations extérieures telles que des contraintes mécaniques. Cet effet, peut être utilisé pour réaliser des senseurs optiques.

III-3. MESURES INDÉPENDANTES DE LA POLARISATION DE FIBRES MONOMODES.

Les fibres mesurées sont en général conçues pour un fonctionnement monomode aux environs de 1.3µm et sont bimodes à 1.06µm. Dans le paragraphe précédent, la possibilité d'un filtrage du second mode a été démontrée, elle permet de traiter séparément les contributions des premier et second modes. Pour toutes les mesures de fibres monomodes, le filtrage du second mode est réalisé.

III-3.1. MESURES D'ATTÉNUATION PAR UNE EXTRÉMITÉ DE LA FIBRE.

Comme dans le cas des fibres multimodes, lorsque la fibre est très homogène et que son facteur de rétrodiffusion est constant sur sa longueur, l'atténuation peut être mesurée par une analyse en rétrodiffusion à partir de l'une des extrémités. Les problèmes de mesure en régime multimode liés à l'emploi d'un mélangeur de modes disparaissent. Sur les figures 26a et 26b, sont présentées la courbe de rétrodiffusion obtenue après moyennage du signal et l'expression logarithmique calculée du signal.



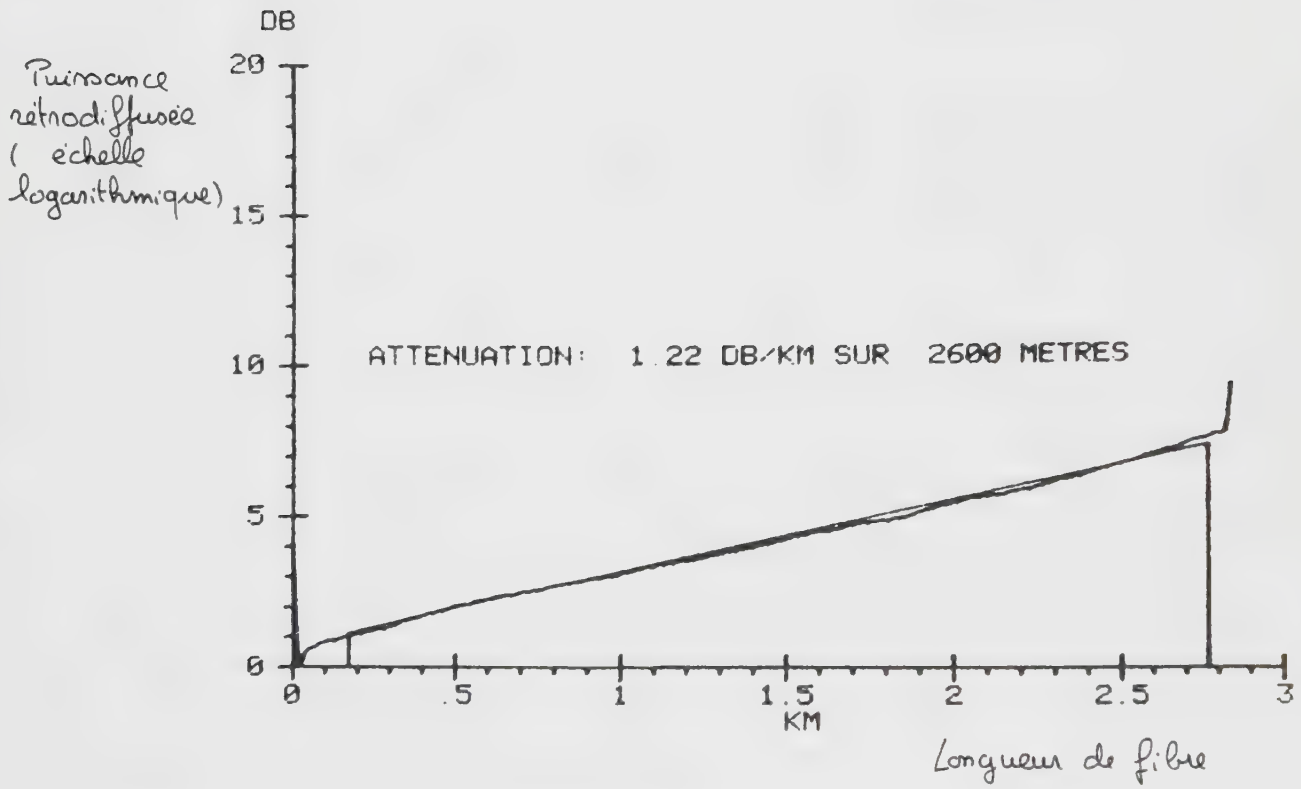


Fig.26.a et b. Mesure d'atténuation par une extrémité de la fibre.
a. Puissance rétrodiffusée (échelle linéaire)
b. Puissance rétrodiffusée (échelle logarithmique)

III-3.2. MESURES D'ATTÉNUATION PAR LES DEUX EXTRÉMITÉS.

Lorsque la fibre à mesurer n'est pas parfaitement homogène, il est nécessaire d'effectuer une mesure par chaque extrémité. Les courbes $\vec{P}(z)$ et $\overleftarrow{P}(z)$ obtenues par rétrodiffusion à chacune des extrémités sont enregistrées et les courbes I (z) et D (z) définies au paragraphe I.4. sont calculées. Les quatre courbes sont présentées sur les figures 27 et 28 pour deux fibres différentes.

La première fibre est très hétérogène, ses caractéristiques sont : diamètre de coeur $\emptyset_c = 5\mu m$, différence d'indice $\Delta n = 8.4\ 10^{-3}$, longueur d'onde de coupure $\lambda_c = 0.9\mu m$ à une extrémité et : $\emptyset_c = 5\mu m$, $\Delta n = 13.7\ 10^{-3}$, $\lambda_c = 1.2\mu m$ à l'autre extrémité. Ce comportement hétérogène est confirmé en rétrodiffusion, les coefficients de rétrodiffusion à chaque extrémité diffèrent de 1.45dB.

La seconde fibre est apparement plus homogène, ses caractéristiques sont : $\emptyset_c = 7\mu m$, $\Delta n = 6.0\ 10^{-3}$, $\lambda_c = 1.26\mu m$ à une extrémité et $\emptyset_c = 7\mu m$ $\Delta n = 5.4\ 10^{-3}$, $\lambda_c = 1.26\mu m$ à l'autre.
Son comportement en rétrodiffusion est de manière surprenante assez hétérogène, les coefficients de rétrodiffusion à chaque extrémité diffèrent de 1dB. Cet exemple montre qu'il y a un risque d'erreur important lorsque la mesure est effectuée par une seule extrémité.

III-3.3. ÉTUDE D'UNE ÉPISSURE PAR LES DEUX EXTRÉMITÉS DE LA FIBRE.

Deux fibres sont épissurées par fusion. Les courbes $\vec{P}(z)$ et $\overleftarrow{P}(z)$ sont enregistrées et les courbes I (z) et D (z) calculées.

Ces quatre courbes sont présentées sur la figure 29a, les expresssions logarithmiques de I et de D sont présentées sur la figure 29b. Au niveau de l'épissure, les caractéristiques des deux fibres sont, pour la première : $\emptyset_c = 7\mu m$, $\Delta n = 6.10^{-3}$, $\lambda_c = 1.26\mu m$, pour la seconde :
$\emptyset_c = 6.5\mu m$, $\Delta n = 7.8\ 10^{-3}$, $\lambda_c = 1.16\mu m$.

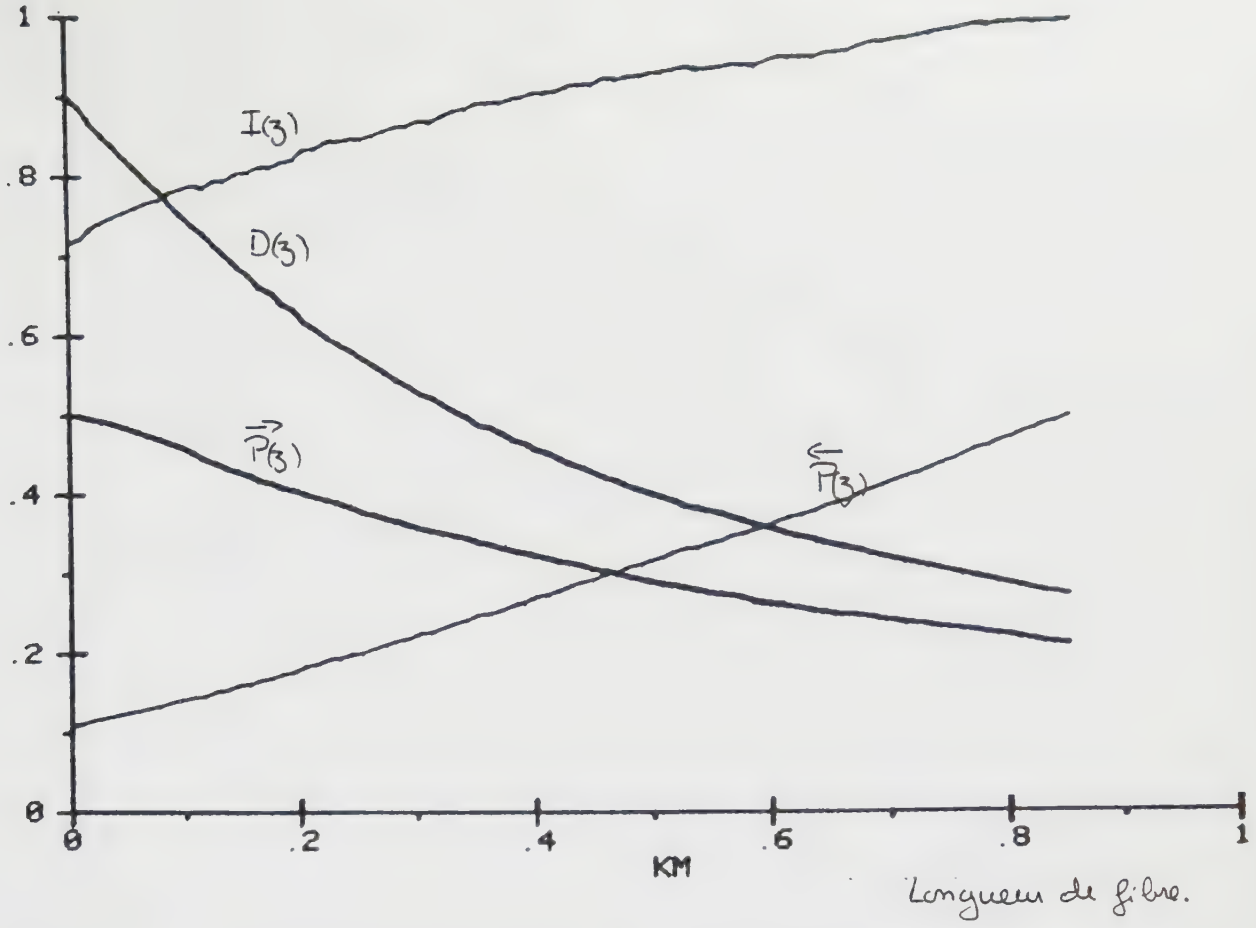


Fig.27. Mesure d'une fibre par les deux extrémités (premier exemple)

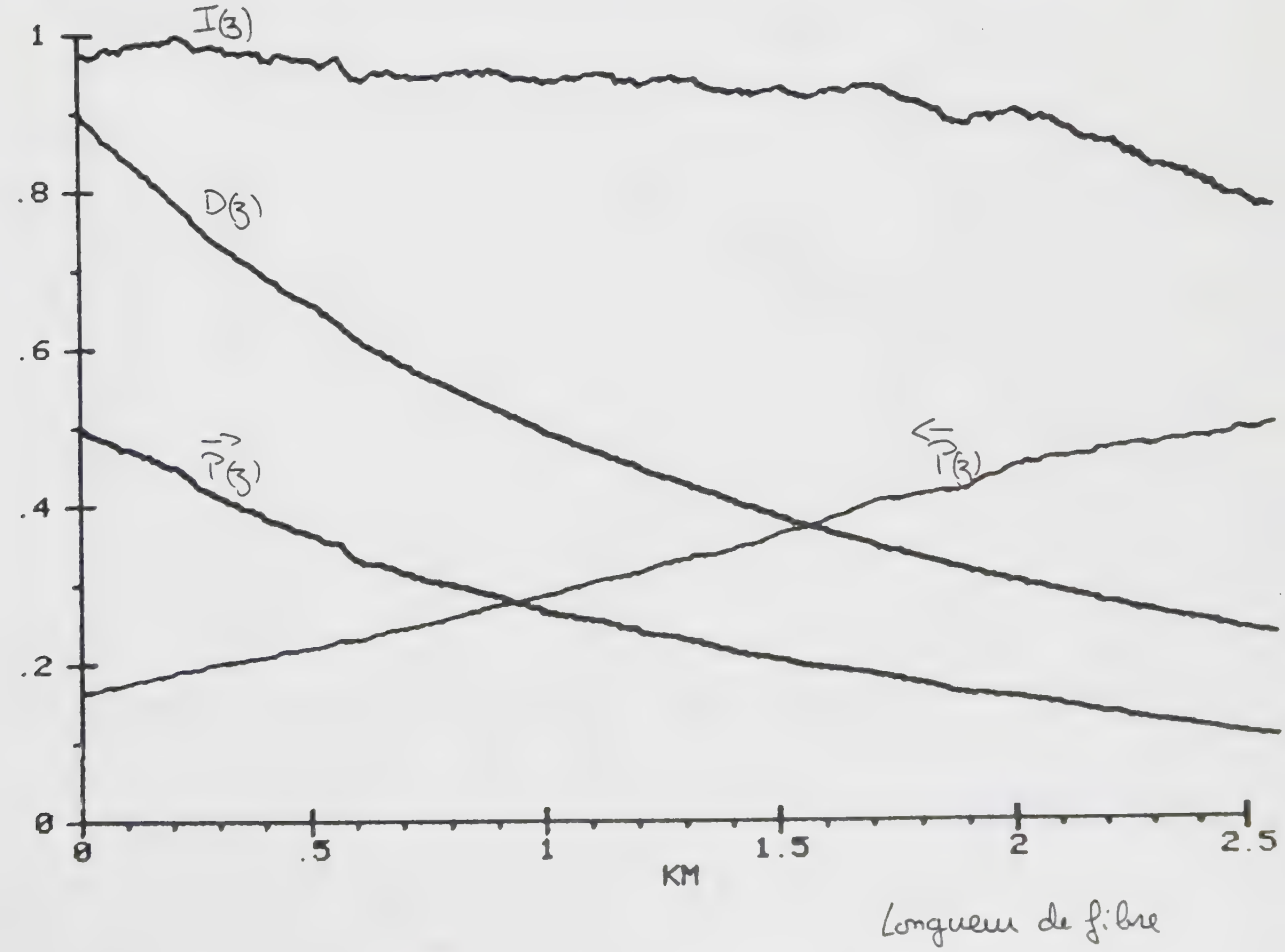
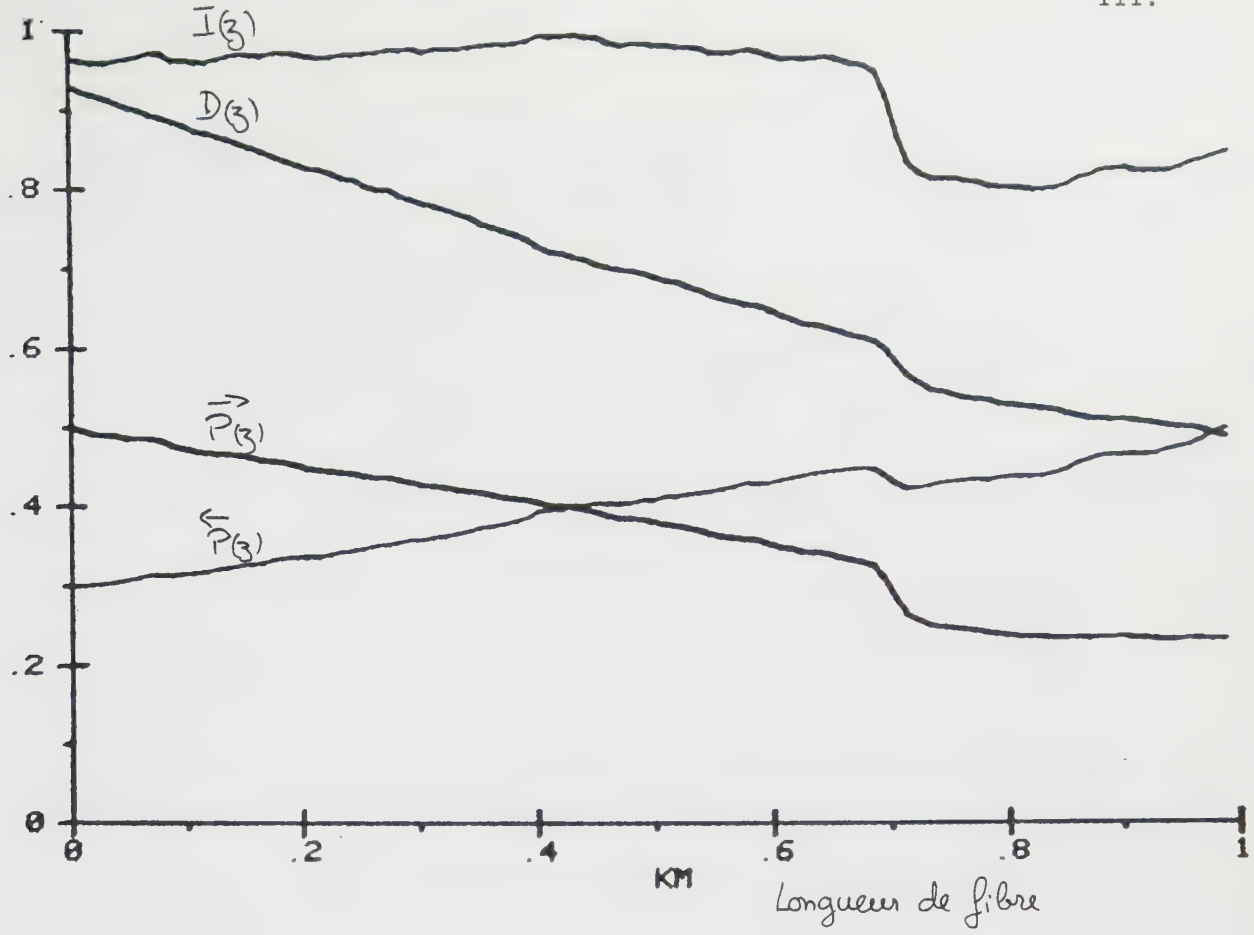


Fig.28. Mesure d'une fibre par les deux extrémités (second exemple)



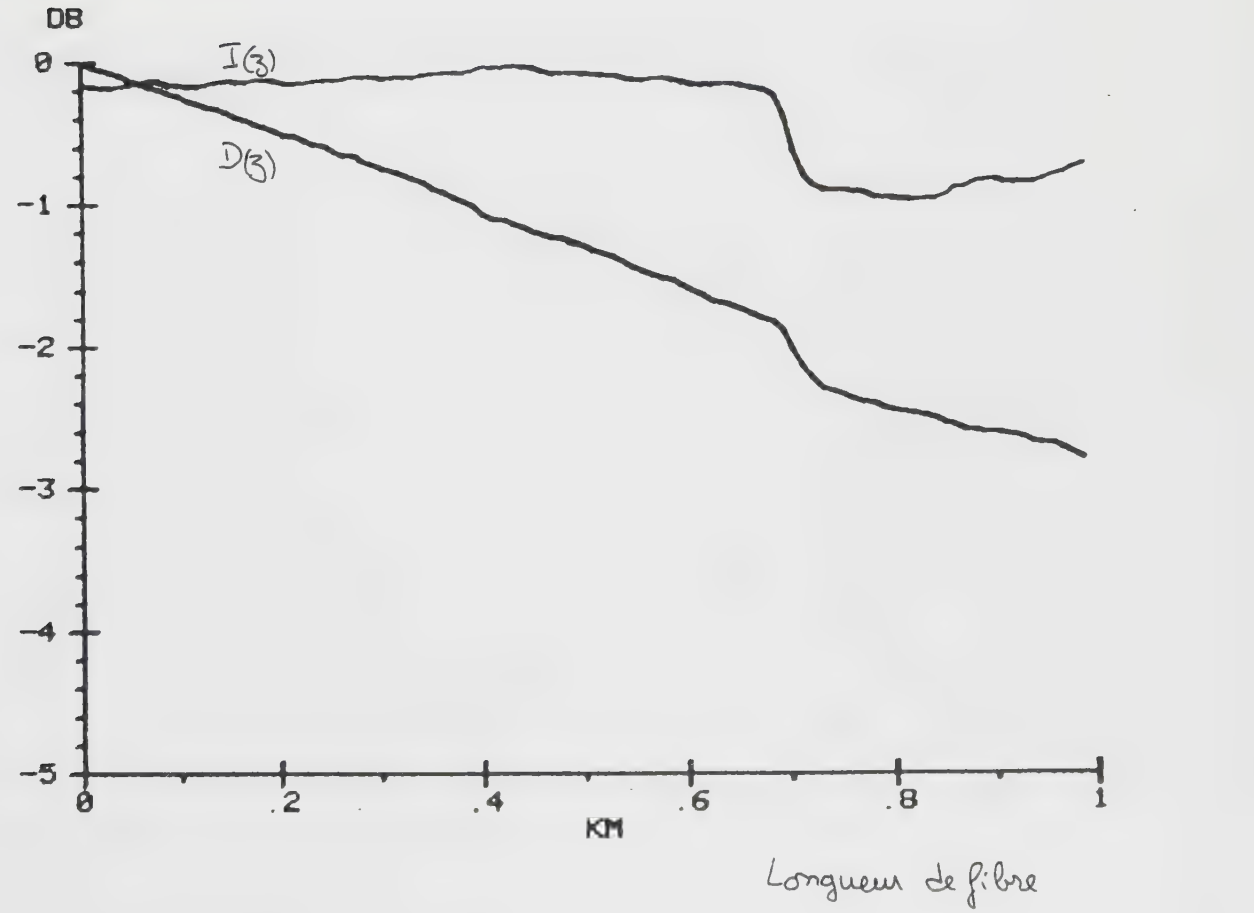


Fig. 29. a et b Etude d'une épisoure par les deux extrémités

a. Echelle linéaire

b. Echelle logarithmique.

La somme des pertes à l'épissure pour le trajet aller et retour peut être estimée à 0,5dB et la différence des coefficients de rétrodiffusion à 0,7dB, ceci explique que le signal rétrodiffusé augmente à l'épissure sur la courbe $\overleftarrow{P}(z)$. Comme dans le cas des fibres multimodes, cet exemple montre qu'une mesure des pertes d'insertion par une extrémité n'est possible que si les deux fibres sont rigoureusement identiques.

III-4. MESURES DÉPENDANTES DE LA POLARISATION DE FIBRES MONOMODES.

L'étude qui suit concerne soit des fibres monomodes à la longueur d'onde de 1.06µm , soit des fibres bimodes dans ce domaine spectral qui sont rendues monomodes par une courbure en début de fibre. Il a été précisé au paragraphe III.2. que la contribution du second mode ne comporte pas de fluctuations apparentes du signal dues à la polarisation, l'étude des fibres en régime bimode ne sera pas décrite. Le montage utilisé est insensible à la polarisation, il lui est ajouté un polariseur et un analyseur (cf chapitre II).

III-4.1. ORIGINE DES FLUCTUATIONS DU SIGNAL, LONGUEUR DE BATTEMENT.

Le signal rétrodiffusé suivant une direction de polarisation donnée par une fibre monomode est une courbe décroissante à laquelle se superposent des fluctuations dues aux battements entre les deux modes polarisés orthogonalement qui constituent le mode fondamental (paragraphe I.3.4.). La période de ces fluctuations est liée à la différence $\delta\beta = \beta_o - \beta_e$ de leurs constantes de propagation ou à la longueur de battement définie par : $Z = \pi/\delta\beta$. L'analyse en rétrodiffusion d'une fibre peut en principe permettre la mesure de la longueur de battement qui est une caractéristique importante d'une fibre monomode. La variation de certaines grandeurs physiques (pression, champ magnétique , contraintes mécaniques) entraîne une variation de l'état de polarisation local de la fibre; un domaine d'application de l'analyse du signal rétrodiffusé est la réalisation de capteurs permettant à la fois de mesurer la variation de la grandeur physique considérée et de localiser la zone perturbée.

Malheureusement la résolution spatiale des montages de rétrodiffusion est limitée par la largeur de l'impulsion laser utilisée. La résolution est de 20m avec un laser YAG déclenché, elle pourrait être ramenée à 3m environ par l'emploi d'un déflecteur acoustooptique, mais cette valeur est actuellement une limite. Des fluctuations sont toujours observées sur le signal rétrodiffusé, elles ne sont pas nécessairement liées directement aux longueurs de battement de la fibre, elles représentent la partie basse fréquence du spectre des fluctuations.

III-4.2. CALCUL DES FLUCTUATIONS DU SIGNAL.

Le signal se présente sous la forme (cf formule 21 du paragraphe I.3.4.)

$$f_1(t) = k_1\, g(t)\,[1 + h(t)]$$

g (t) représente la partie décroissante du signal normalisée, k_1 est une constante, h (t) représente les fluctuations du signal et sa moyenne est supposée nulle sur une distance grande devant la longueur de battement.

g (t) peut être obtenue par une mesure indépendante de la polarisation. Si la fibre est homogène et que les fluctuations du signal sont suffisamment faibles, g (t) peut être calculée approximativement à partir du signal $f_1(t)$ en considérant l'exponentielle moyenne. Ainsi est mesurée ou calculée la courbe :

$$f_2(t) = k_2\, g(t)$$

k_2 est une constante.

En utilisant l'hypothèse faite sur la valeur moyenne de h (t) , on obtient :

$$h(t) = \frac{f_1(t) / f_2(t)}{\overline{f_1(t) / f_2(t)}} - 1$$

- Amplitude des fluctuations :

L'amplitude des fluctuations du signal peut être caractérisée par la moyenne quadratique de h (t) :

$$\sigma_a = \left\{ \overline{h(t)^2} - \left[\overline{h(t)}\right]^2 \right\}^{\frac{1}{2}}$$

- Spectre des fluctuations :

Le spectre des fluctuations du signal est obtenu par calcul de la transformée de Fourier F_h de la fonction h (t) sous forme polaire (module et phase). Ce spectre peut être caractérisé par sa fréquence centrale f_c :

$$f_c = \frac{\int_0^{f_{max}} F\,|F_h(F)|\,dF}{\int_0^{f_{max}} |F_h(F)|\,dF}$$

et l'écart quadratique moyen autour de cette fréquence centrale :

$$\sigma_F = \left[\frac{\int_0^{f_{max}} (F-F_c)^2\,|F_h(F)|\,dF}{\int_0^{f_{max}} |F_h(F)|\,dF}\right]^{\frac{1}{2}}$$

III-4.3. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX.

Les résultats obtenus pour une première fibre sont présentés sur les figures 30a, 30b, 30c. Les valeurs numériques sont : $\sigma_a = 0.12$ - $f_c = 1.37$MHz - $\sigma_f = 1$MHz. La fibre est homogène sur sa longueur : pour une même courbe enregistrée, les valeurs calculées sur des tronçons disjoints sont quasiment identiques. Les résultats varient légèrement dans le temps : la même fibre est mesurée à des instants éloignés entre lesquels les fluctuations du signal évoluent, la fréquence centrale varie entre 1.2 et 1.4MHz. Les résultats obtenus avec des fibres quasiment identiques, stockées sur le même type de tambour sont similaires : σ_a est compris entre 0.08 et 0.12, f_c entre 1.2 et 1.6MHz.

Les résultats obtenus pour une seconde fibre avec deux positions de l'analyseur sont présentés sur les figures 31a, 31b, 31c et 32a, 32b, 32c. Par comparaison avec le premier exemple, les fluctuations du signal présentent d'importantes variations lentes. Les spectres des fluctuations sont composés d'un spectre basses fréquences, entre 0 et 0,2MHz et d'un spectre compris entre 0,2 et 2MHZ similaire à celui de l'exemple précédent. Ces deux parties du spectre ont vraisemblablement des origines physiques différentes, il serait souhaitable dans ce cas de les caractériser séparément. Cette fibre est une fibre câblée contrairement à la première, la partie basses fréquences du spectre peut provenir de contraintes particulières consécutives au câblage. Cependant, pour certaines fibres non câblées le signal rétrodiffusé présente des fluctuations dans le domaine basses fréquences. Une étude plus approfondie des contraintes exercées et de leur influence sur le signal rétrodiffusé est nécessaire.

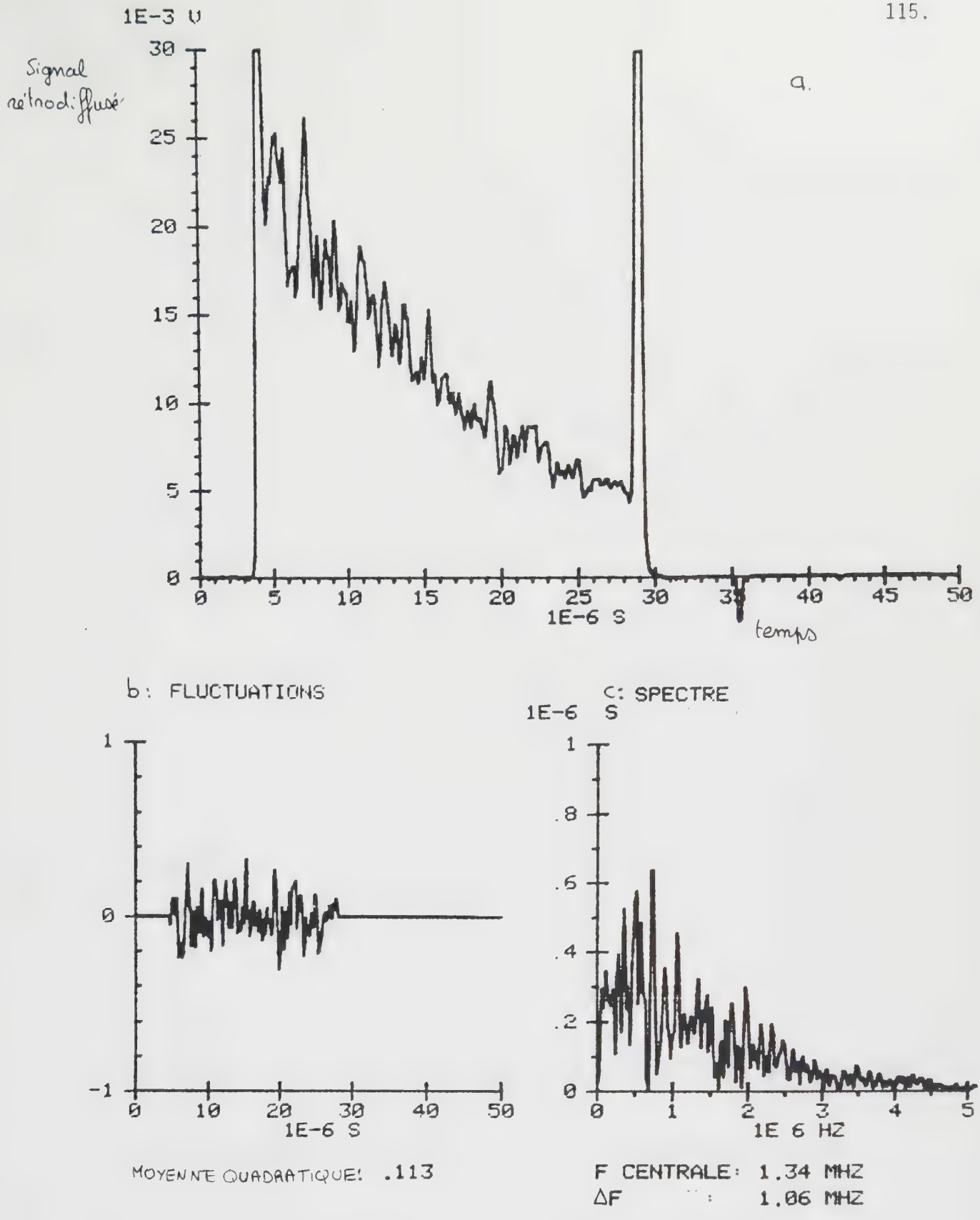


Fig. 30. Etude des fluctuations dues à la polarisation: première fibre.

a. Puissance rétrodiffusée

b. Fluctuations du signal

c. Spectre des fluctuations.

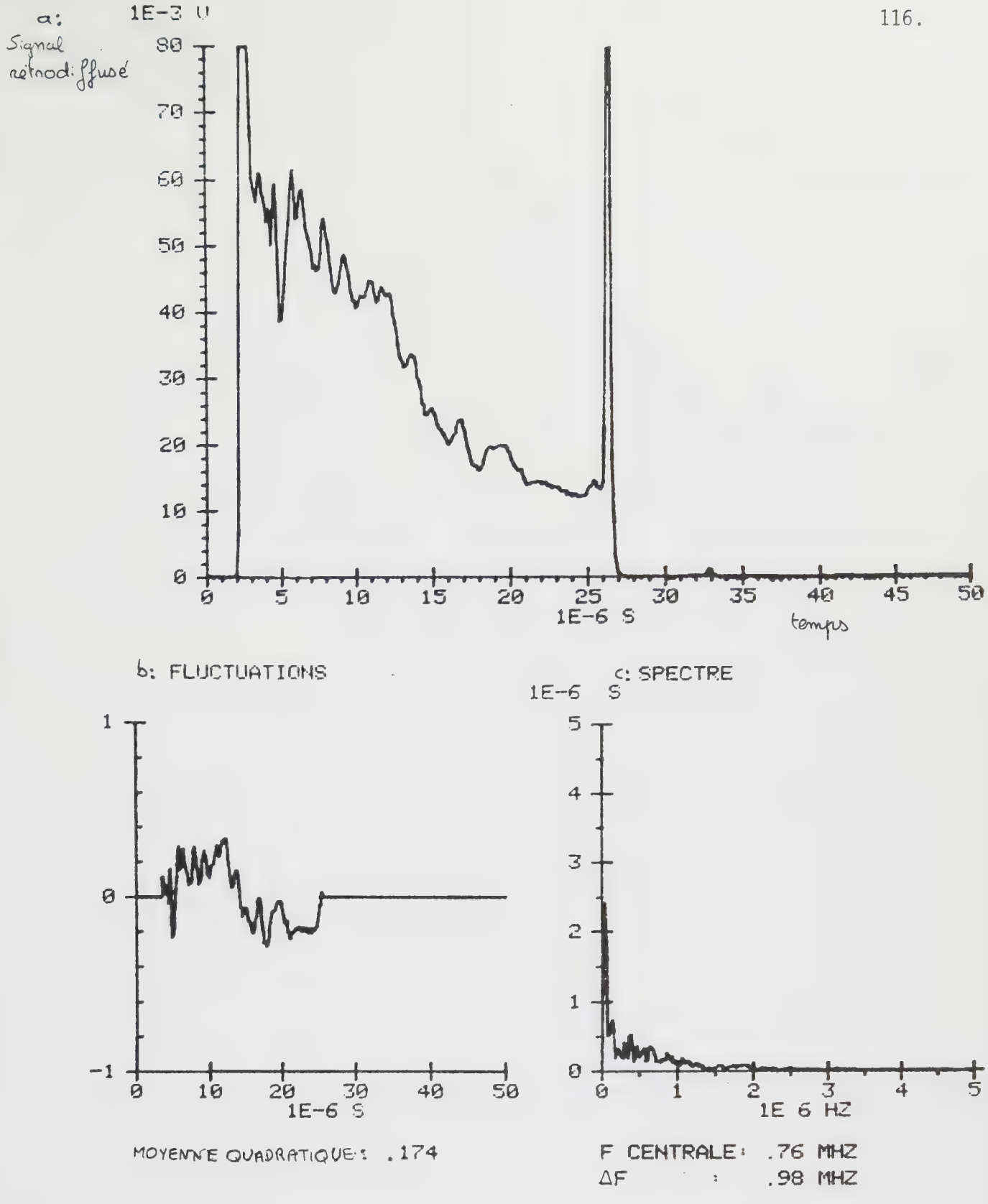


Fig.31. Etude des fluctuations dues à la polarisation: deuxième fibre.

a. Puissance rétrodiffusée.

b. Fluctuations du signal.

c. Spectre des fluctuations.

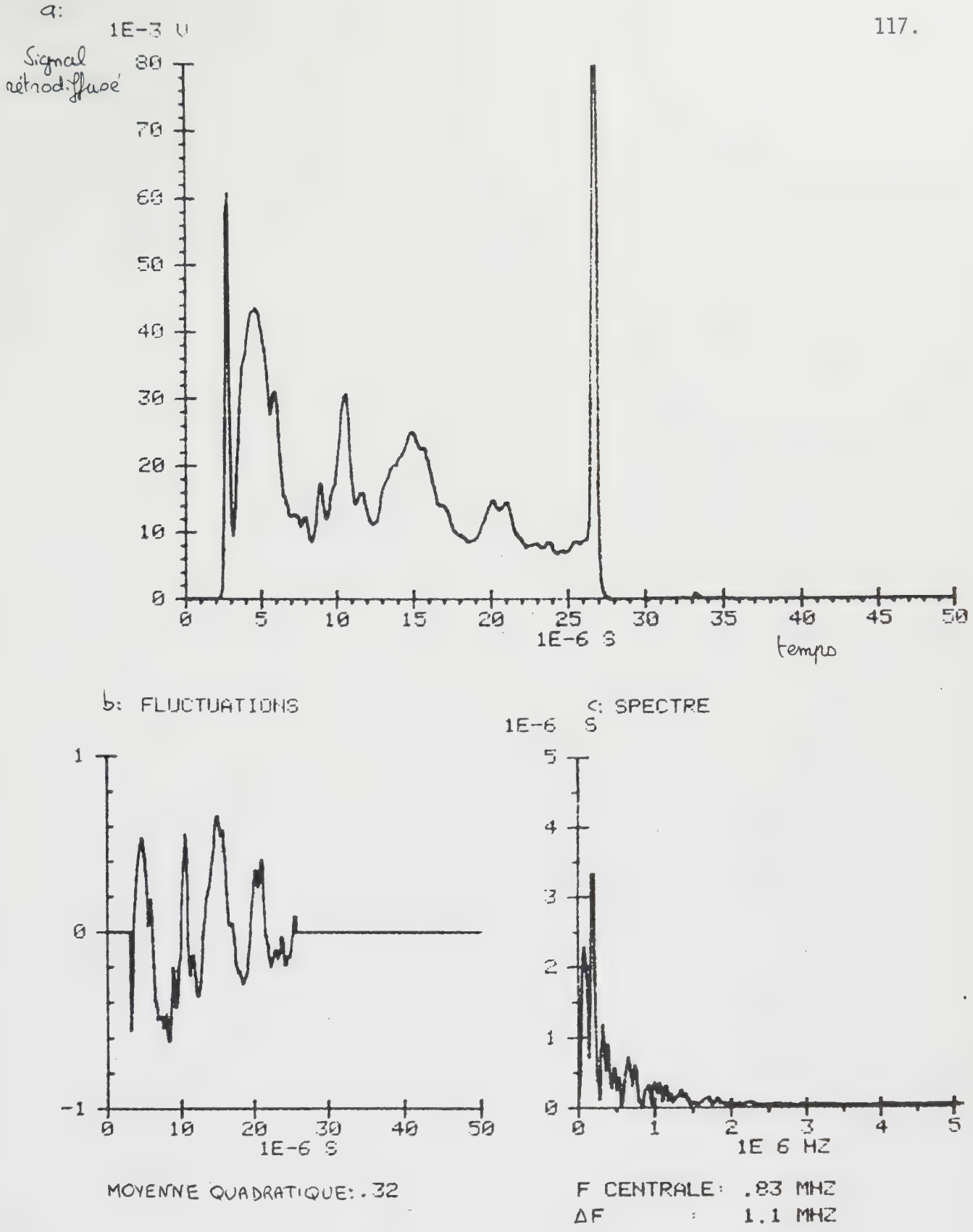


Fig.32. Etude des fluctuations dues à la polarisation : même fibre que pour la figure 31 avec une direction de polarisation d'analyse différente.

a. Puissance rétrodiffusée

b. Fluctuations du signal

c. Spectre des fluctuations.

CONCLUSION

CONCLUSION.

Un montage de mesure par rétrodiffusion utilisant un laser YAG à 1.06µm a été élaboré; il est polyvalent et permet l'étude de fibres multimodes ou monomodes.

Il a permis d'augmenter considérablement la portée des mesures par rapport aux montages antérieurs et les portées maximum accessibles ont été estimées. L'étude des fibres monomodes a été réalisée avec une analyse indépendante de la polarisation ou sensible à la polarisation. Des fibres ont été mesurées en régime bimode.

Des progrés peuvent être réalisés dans l'interprétation du signal rétrodiffusé par une fibre monomode, l'effet des variations des paramètres de la fibre sur le signal rétrodiffusé est encore imparfaitement connu. Les performances du système peuvent être accrues, l'emploi d'un déflecteur acoustooptique par exemple permettrait d'obtenir une résolution spatiale de l'ordre de 3m, la séparation des défauts serait alors meilleure et l'étude des longueurs de battement des fibres monomodes plus précise. Le montage mis au point peut facilement être adapté à d'autres sources, par exemple un laser YAG émettant à 1.32µm ou un laser Raman émettant dans un spectre large de 1.06µm à 1.5µm, pour cela, il suffit de changer le détecteur. L'emploi de longueurs d'onde supérieures à 1.06µm permettrait d'augmenter les portées de mesure et de connaitre l'évolution de l'atténuation en fonction de la longueur d'onde.

Le laser YAG et les alimentations sont très encombrants, le problème de la miniaturisation peut se poser. Des lasers YAG sous forme plus ou moins compacte existent ou sont en voie d'élaboration, mais il se pose notamment des problèmes de stabilité. Une alternative possible est l'emploi de diodes laser avec un système de détection et de traitement du signal très différent tel que comptage de photons, détection hétérodyne ou technique de corrélation.

BIBLIOGRAPHIE

(1) M.K.Barnoski et S.M.Jensen
Applied Optics, vol 15 (1976), n°9, pp.2112-2115.

(2) S.D.Personick
B.S.T.J., vol 56 (1977), n°3, pp.355-366

(3) E.G.Neumann
A.E.U., vol 34, (1980), n°4, pp.157-160

(4) N.Shibata et coll
IEEE, J.Quant.Electron., vol QE 17 (1981), n°1,pp.39 - 44

(5) E.Brinkmeyer
J.Opt.Soc.Amer., vol 70 (1980), n°8, pp.1010-1012

(6) G.Goubau
Proc.IRE 40 (1952), pp.865-868

(7) B.Chu
Academic,New York, 1974, chap.3.

(8) M.Nakazawa et coll.
IEEE J.Quant.Electron., vol QE 17 (1981), n°12, pp.2326-2334.

(9) P.Di Vita et V.Rossi
Electron. Lett., vol 15 (1979), n°15, pp.467-469.

(10) M.Nakahira et coll.
Trans.IECE Japan, vol E 63 (1980), n°10, pp.762-767;

(11) A.M.Frank
Appl.Opt., vol 18 (1979), n°18, pp.3111-3113.

(12) B.Costa et B.Sordo
Thind ECOC, München, 14-16 sept.1977

(13) M.K.Barnoski et coll
Fourth ECOC, Genova 12 - 15 sept. 1978.

(14) M.A.Nelson et coll.
SPIE, vol 139 (1978), pp.93-97

(15) L.d'AURIA et coll.
Revue THOMSON-CSF, vol 13 (1981), n°4, pp.943-989.

(16) A.H.Hartog et coll.
Sixth ECOC, York, sept. 1980, pp.152-154.

(17) S.Heckmann et coll.
Opt.Lett., vol 6 (1981), n°12, pp.634-635.

(18) J.N.Ross
Electron.Lett., vol.17 (1981), n°17, pp.596-597.

(19) M.Nakazawa et coll.
IEEE J.Quant.Electron., vol. QE 17 (1981), n°17, pp.1264-1269.

(20) B.Costa et coll.
Seventh ECOC, Copenhagen, 8-11 sept. 1981.

(21) R.Payne
Electron.Lett., vol 17, (1981), n°16, pp.568-570.

(22) L.G.Cohen et coll.
B.S.T.J., vol 59, (1980), n°6, pp.1061-1072.

(23) K.Kitayama et coll.
I.E.E.E. vol QE 17 (1981), n°9, pp.1057-1063

(24) Y.Katsuyama
Electron.Lett., vol 15 (1979), n°14, pp.442-444.

THOMSON-CSF
Laboratoire Central de Recherche

RESUME

Cette thèse a pour objet les mesures de fibres optiques multimodes et monomodes par la méthode de rétrodiffusion.

Les principaux résultats théoriques sont rappelés et les diverses applications possibles sont décrites. Les performances des montages de mesure envisageables sont estimées.

Les éléments constitutifs du montage de mesure élaboré sont décrits. Ce dispositif est polyvalent et permet de mesurer aussi bien des fibres multimodes que des fibres monomodes. L'analyse du signal rétrodiffusé est insensible à la polarisation mais l'adjonction d'éléments polarisants permet une analyse dépendante de la polarisation.

Des exemples de mesures réalisées sur des fibres multimodes et monomodes sont donnés. Une étude en régime bimode de fibres monomodes a été effectuée. Les fluctuations du signal dues aux variations de l'état de polarisation de la lumière dans les fibres monomodes ont été étudiées à l'aide du montage dépendant de la polarisation.

En conclusion, des applications et des prolongements possibles de la méthode sont envisagés.

MOTS CLES :
Atténuation (des fibres optiques), Bimode (fibre optique), Couplage de modes, Filtrage de modes, Rétrodiffusion.